



TITLE:

雷インパルス電圧による大気圧空  
気の絶縁破壊現象の観察(  
Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

伊佐, 弘

---

CITATION:

伊佐, 弘. 雷インパルス電圧による大気圧空気の絶縁破壊現象の観察. 京  
都大学, 1980, 工学博士

ISSUE DATE:

1980-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r4053>

RIGHT:

雷インパルス電圧による大気圧空気の  
絶縁破壊現象の観察

1979年

伊 佐 弘

# 雷インパルス電圧による大気圧空気の 絶縁破壊現象の観察

1979年

伊 佐 弘

DOC
1979
18
電気系

## 目 次

オ 1 章 序 論	1
オ 2 章 棒対平板ギャップの放電特性	4
§ 2.1 放電開始電圧特性	4
<2.1.1> 放電開始電圧の計算	4
<2.1.2> 放電開始電圧特性における極性効果	6
<2.1.3> 放電開始電圧の変動幅	7
§ 2.2 フラッシュオーバー電圧特性	9
§ 2.3 要約	12
オ 3 章 ストリーマの伸展	13
§ 3.1 概説	13
§ 3.2 実験装置および測定方法	14
§ 3.3 1次ストリーマの特性	16
<3.3.1> 正極性ストリーマ	17
<3.3.2> 負極性ストリーマ	23
<3.3.3> 陰極点の形成	26
§ 3.4 2次ストリーマの特性	29
<3.4.1> 2次ストリーマの形状	29
<3.4.2> 2次ストリーマからのフラッシュオーバー過程の観察	35
<3.4.3> 光波形と電流波形の比較	39
<3.4.4> 2次ストリーマの電界強度	47
<3.4.5> 陰極の効果	50
§ 3.5 要約	52
オ 4 章 リーダの発生とその伸展	54



§4.1	概説	54
§4.2	遅発ストリーマ	55
<4.2.1>	正極性	55
<4.2.2>	負極性	60
§4.3	正極性リーダの発生過程	61
§4.4	正極性リーダの伸展	64
<4.4.1>	リーダの伸展過程	64
<4.4.2>	リーダの伸展速度	72
<4.4.3>	正極性リーダの伸展に対する陰極の効果	75
<4.4.4>	電流波形によるリーダの発生と伸展形式の分類	80
§4.5	負極性におけるリーダの発生と伸展	82
<4.5.1>	$\delta=5\text{cm}$ のギャップのフラッシュオーバー過程	82
<4.5.2>	$\delta=10\text{cm}$ のギャップのフラッシュオーバー過程	84
<4.5.3>	負極性における正リーダ発生形式	84
§4.6	放電の進展過程と空間電荷	88
<4.6.1>	測定原理	88
<4.6.2>	ストリーマ発生に伴う空間電荷	90
<4.6.3>	フラッシュオーバー時の空間電荷	91
<4.6.4>	フラッシュオーバー後の残留電荷	96
§4.7	絶縁破壊の形式	99
§4.8	要約	101
オ 5 章	アークチャンネルの特性とその成長過程	102
§5.1	概説	102
§5.2	アークの過渡特性	103
<5.2.1>	実験装置および方法	103
<5.2.2>	アーク電圧, アーク電流, アーク抵抗の時間的变化	103
<5.2.3>	アークの抵抗と電位傾度	107

§ 5.3	アークチャンネルの構造とその成長過程	-----113
<5.3.1>	静止写真によるアークチャンネルの構造	-----113
<5.3.2>	マイクロフォトメータによる輝度分布の測定	-----116
<5.3.3>	アークチャンネルの成長過程	-----121
§ 5.4	アークチャンネルの温度	-----127
§ 5.5	要約	-----133
オ 6 章	結 論	-----134
謝 辞		-----136
引 用 文 献		-----137
付録 A	電荷重畳法による棒対平板ギャップの電界および等価電荷 量の計算	-----140
付録 B	減光フィルターの特性	-----144
付録 C	露光量とフィルム濃度	-----145
付録 D	記号表	-----146

本論文は、雷インパルス電圧印加による大気圧空気の絶縁破壊時におけるストリーマ発生、リーダ生成および過渡アークに至る一連の現象を観察するとともに、これに関する理論的考察を行なった結果について述べるものである。大気圧空気は架空送電線の絶縁媒体として利用されているため、その絶縁破壊の機構および特性を調査研究して、高電圧・大距離送電の技術確立に貢献せんとするものである。ここでは、これらの現象を基礎的な立場から観察し、その機構、特に雷インパルス電圧印加の際の気中放電の機構解明に主眼を置いている。

気中放電は種々の素過程からなり、それに影響を与える因子も多い。放電現象はこれらの素過程が多くのパラメータの下に絡み合って生じるため、きわめて複雑なものとなっている。このような事情により、放電の分野においては今世紀初頭から理論的研究と実験的研究が並行して行なわれ、放電現象に関する多くの知見が蓄積されてきた。<sup>(1)~(4)</sup>その結果、タウンセント理論、ストリーマ理論などの成果があり、これらの理論は、平行平板電極を対象とする限り実用的にはほぼ十分な精度に達している。しかし、これをより一般的な不平等電界の絶縁破壊の問題に適用するのは困難である。すなわち、現在のストリーマ理論は電子なだれからストリーマへの変換条件を与えるのみであって、ストリーマ発生以降の現象については論じていない。これに対し、最近になって、不平等電界を対象として連続の式およびポアソンの式から出発する理論的研究が盛んになり、<sup>(5)(6)</sup>大きな成果をあげつつあるが、やはり主流は実験的研究であり、本文もまたこれによっている。

まずオ2章では、本文で主として用いる半球棒対平板ギャップの放電開始電圧をストリーマ理論にもとづいて計算し、実測値と比較している。すなわち電荷重畳法によって計算したギャップ中の静電界と電子付着を考慮した衝突電離係数<sup>(7)</sup>をもとに、不平等電界に拡張した Raether<sup>(8)</sup>氏の火花条件式を満たす最低電圧を計算で求め、これをもって放電開始電圧の理論値とする<sup>(9)</sup>。一方、実験によ

り半球棒対平板ギャップの放電開始電圧を求めると、平等電界に近く、コロナの発生しない領域（静電界支配領域）ではフラッシュオーバー電圧が、不平等性が強く、コロナの発生する領域（空間電荷支配領域）ではコロナ開始電圧が上記の計算値とよく一致したが、空間電荷支配領域のフラッシュオーバー電圧は、上記の計算値とは一致しない。またこの領域では、コロナ開始電圧、フラッシュオーバー電圧ともに極性効果がみられるが、その現われ方は両者で異なることを見出している。

オ3章では、不平等電界下の絶縁破壊時の前駆現象のうち、1次および2次ストリーマの時間的伸展およびそれらのもつ物理的特性について調べている。ここで用いられる手段は、印加電圧さい断（さい断時間  $0.01 \sim 20 \mu s$ ）、フィルムの増感現象、2台の光電子増倍管によるギャップ中の任意の点の光パルス強度の測定などであって、ここではギャップ長が  $3 \sim 20 \text{ cm}$  の範囲において発生する1次および2次ストリーマの発生瞬時電圧対長さ特性を測定し、これをもとに1次および2次ストリーマチャンネル中の電界強度を推定している。また、1次ストリーマ発生による放電電荷量から1次ストリーマチャンネル中の荷電粒子密度を推定し、さらに、短ギャップ領域（ギャップ長  $3 \text{ cm}$ ）において2次ストリーマがギャップを橋絡する条件下でのフラッシュオーバー過程を観察し、2次ストリーマチャンネル中の荷電粒子密度を推定するとともに、フィラメントグロー状放電の存在を明らかにしている。

オ4章では、前章にひきつづいて、不平等電界下の絶縁破壊前駆現象のうち、リーダの伸展機構およびそれのもつ物理的特性について調べている。いわゆる空間電荷支配領域の条件下では、放電によって生じた空間電荷がもとの電界を歪ませ、放電の開始から完全破壊に至る間の現象は複雑な経過をたどる<sup>(3)</sup>。本文では、最初の1次ストリーマにつづいて発生する遅発ストリーマに着目し、その電流波形が零にまで減衰しないうちにつぎつぎと発生をくり返すとき、リーダチャンネルが形成されることを明らかにしている。またリーダの伸展に際しては、陰極は特に重要な役割を果たしておらず、リーダはいわゆる自己伸展性を有している。さらに本文では、ストリーマの発生からリーダ伸展を経てフラッ



シオーバに至る間の、ギャップ中に生じる空間電荷の変化を、球プローブによって測定している。

オ5章では、リーダによるギャップ橋絡以降に生じる過渡アークについて論じている。すなわち、破壊の最終段階では過渡的なアークが発生するが、ここでは前述の測定手段にさらにマイクロフォトメータによるアークチャンネルの発光強度分布測定を加え、アーク電圧、アーク電流、エネルギー、導電率、チャンネルの拡がり半径、温度等の過渡的な変化を調べ、またアークチャンネルの構造にも言及している。

最後にオ6章では、本文で得られた成果をまとめている。

## オ 2 章 棒対平板ギャップの放電特性

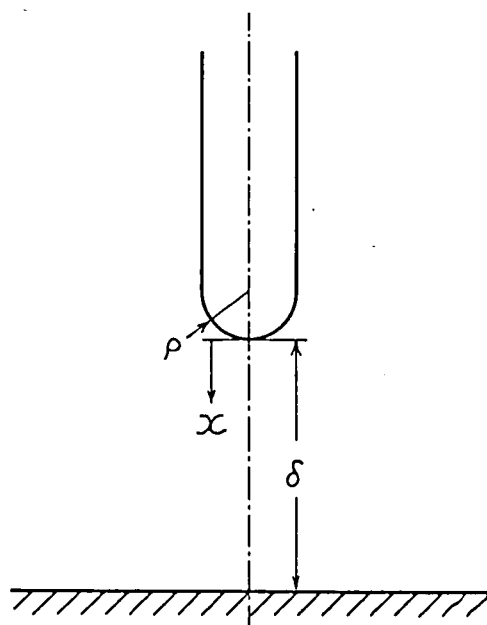
放電現象の研究には、平行平板ギャップ、球ギャップ、角棒ギャップなど種々の形状のギャップが使用されているが、ここではオ2・1図に示すように先端を半球状に丸めたいわゆる半球棒と平板を対向させる棒対平板ギャップを取り上げる。この棒対平板ギャップは電界の不平等性が球ギャップと針対平板ギャップの中間にあって、棒電極先端の曲率半径  $\rho$  とギャップ長  $\delta$  の組合せによりいずれに近い性質をも持たせることができる。

### § 2・1 放電開始電圧特性

#### <2・1・1>放電開始電圧の計算

周知のように、棒対平板ギャップは、電圧印加によりそこで生じる放電の進展状況によって、放電の開始がただちにフラッシュオーバー（以下 FO と略記する）に発展する領域と、放電の開始がただちに FO には結びつかない領域とに分けられる。本文では前者を静電界支配領域、後者を空間電荷支配領域と呼ぶことにする。したがって棒対平板ギャップの放電開始電圧は、静電界支配領域においてはフラッシュオーバー電圧（以下 FOV と略記する）に、空間電荷支配領域においてはコロナ開始電圧に対応する。ここではまず棒対平板ギャップの放電開始電圧を、ストリーマ理論にもとづいて計算により求める。

オ2・1図に示す棒対平板ギャップの中心軸上の点  $x$ （棒電極先端を  $x=0$  とする）における静電界を  $E_x$  とする（ $E_x$



オ2・1図 棒対平板ギャップ

の求め方については付録 A 参照)。また、大気圧空気の、電子による実効衝突電離係数  $\alpha_e$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) (衝突電離係数  $\alpha$  と電子付着係数  $\eta$  の差) として次式を採用する。<sup>(7)(9)</sup>

$$\left. \begin{aligned} \alpha_e &= 0.138 (E - 21.4)^2 - 0.957, & E \geq 24.0 \text{ kV/cm} \\ \alpha_e &= 0, & E < 24.0 \text{ kV/cm} \end{aligned} \right\} \text{-----} (2.1)$$

つぎに火花条件式として、Raether 氏<sup>(8)</sup> の火花条件式を不平等電界の場合に拡張して、

$$E_p = E_x \text{-----} (2.2)$$

ただし、 $E_p$  : 電子なだれ中の電子による空間電荷電界

ここで電子の分布が球状であると仮定すれば、

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ne}{r_d^2} \text{-----} (2.3)$$

ただし、 $N$  : 電子の総数、 $e$  : 電子の電荷、 $r_d$  : 電子雲の拡散半径

1 個の電子から始まる単一の電子なだれが  $x=0$  の点から出発するものとする (これは負極性電圧印加に対応する) ,

$$N = \exp\left(\int_0^x \alpha_e d\xi\right) \text{-----} (2.4)$$

$$r_d = \left\{ 0.0096 \int_0^x \frac{d\xi}{E_\xi} \right\}^{\frac{1}{2}} (\text{cm}) \text{-----} (2.5)^{(10)}$$

したがって (2.2) 式は

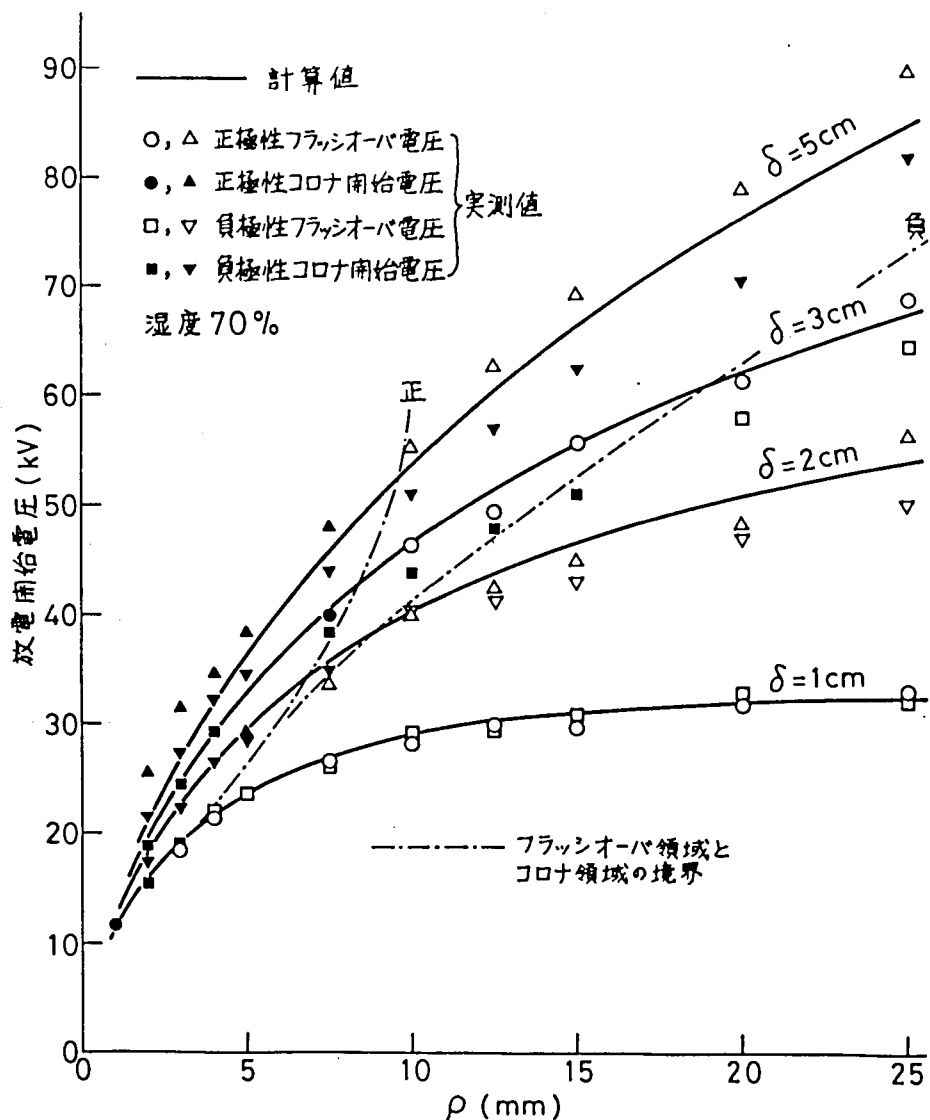
$$\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\exp\left(\int_0^x \alpha_e d\xi\right)}{0.0096 \int_0^x \frac{d\xi}{E_\xi}} = E_x \text{-----} (2.6)$$

上式の積分区間の上限としては、 $\alpha_e=0$  となる点  $x_0$  にとれば充分である。

印加電圧としてある値を仮定して(2.6)式の左右両辺を別々に計算し、 $0 < x \leq x_0$ の範囲内のどこかで等号が成立すれば放電(コロナまたはF0)が発生し、成立しなければ放電は発生しないものとみなす。印加電圧を適当に増減しながら以上の計算をくり返し、放電発生と判定された最低の値をもって放電開始電圧とする。こうして求めた計算値を、実測値(測定装置についてはオ3・1図参照)と比較してオ2・2図に示す。 $\delta = 2, 3 \text{ cm}$ ,  $\rho = 12.5 \sim 20 \text{ mm}$ で両者の相違が大きいが、それ以外のところでは両者はほぼ一致する。

### <2.1.2> 放電開始電圧特性における極性効果

棒対平板ギャップの放電開始電圧特性には次のような極性効果がみられる。



オ2・2図 棒対平板ギャップの放電開始電圧



(1) 放電開始電圧値そのものの極性差。

(2) 静電界支配領域と空間電荷支配領域の境界の，極性による相違。

(1) に関し，その原因の一つとして電界の不平等性，電界分布の非対称性が挙げられる。すなわち，上の計算では負極性に対する放電開始電圧を求めたが，正極性に対して同様の計算を行なうと〔正極性の放電開始電圧を求めるには，(2.6)式の積分の下限を  $x_0$  に，上限を  $x=0$  にとり，積分の向きを負極性と逆にする必要がある〕，常に正の方が1～2 kV 高い値を得る。これは，正極性の場合に電子なだれの進む方向が電界の増加する方向であり，(2.6)式を満足するときの  $E_x$  の値が負極性の場合に比べて高くならざるを得ないためである。計算上の放電開始電圧の極性効果はたかだか2 kV であるが，実測値にみられる極性効果は最大8 kV にもなり，計算値の3～10倍大きい。これは，正極性電圧印加時の初期電子不足が原因であると考えられており，ギャップ空間をラジウム等の放射線で照射することによって極性効果が減少することはよく知られている<sup>(11)</sup>。オ2.2図において， $\delta=3, 5$  cmの負極性に対する実測値が計算値を大きく下まわっているのは，電極表面の粗さの影響と思われる。ここではエメリーの0/6番サンドペーパーで電極を磨いたが，顕微鏡でみると，電極表面に無数の条痕があった。この点を改善すれば，実測値はさらに計算値に近づくものと思われる<sup>(12)</sup>。(2)の点については，オ2.2図においてコロナ開始とF0の境界をなめらかな曲線で結べば，正，負両極性のそれぞれについて図中の1点鎖線のようになり，これが静電界支配領域と空間電荷支配領域の境界を表わしているが，負極性の境界は正極性のそれに比べて著しく右へ寄っており，正極性よりも平等電界に近い領域まで定在コロナが存在することになる。これは，負極性のストリーマが正極性のそれに比べて伸展し難いためであると思われる（§2.2参照）。

### <2.1.3> 放電開始電圧の変動幅

オ2.2図の放電開始電圧を昇降法によって求めた際の手順の教例を，オ2.3図に示す。同図から明らかなように，正極性は負極性に比べて単に放電開始電

極性 ギャップ印加 条件 電圧(kV)		正	負
$\rho=2.5\text{cm}, \delta=5\text{cm}$	60.7		
	60.0		
	59.4	○ × × ○ ×	
	58.7	× × ×	
	58.0		
	57.3		
	56.6		
	55.9		
	55.2		○ ○
	54.5		○ × × ○ ○ ○ ○ ○
	53.8		× × × × × ×
$\rho=2.0\text{cm}, \delta=5\text{cm}$	55.2		
	53.8	○ ○ × ○	
	52.5	× × × ○ ○	
	51.1	○ × × ×	
	49.7	×	
	48.3		○ ○ ○ ○
	46.9		× × × ○ ○ ○ × ×
	45.6		× × ×
$\rho=1.25\text{cm}, \delta=5\text{cm}$	44.2	○	
	42.8	× ○ × ○	
	41.4	○ × ○ × ○ ×	
	40.0	× × ×	
	38.6		○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
	37.3		× × × × × × × ×

オ2.3図 昇降法による棒対平板ギャップの放電開始電圧の測定例。湿度70%。

圧が高いだけでなく、電圧不整領域における変動幅が大きい。これは、正極性においては個々の電圧印加が全く独立とはみなせないことを示している。すなわち、一度F0が発生すれば後続の電圧印加によるF0発生確率を大きくし、逆に一度F0に失敗すれば後続の電圧印加によるF0発生確率を小さくする作用が存在すると考えられる。その理由は以下のとおりである。

供試ギャップに正極性のインパルス電圧を印加したとき、充分低い電圧でF0を生じるためには、その発生にもっとも都合のよい位置に初期電子を供給してやる必要がある。この実験ではギャップの照射（紫外線、放射線など）は行っていないから、このような初期電子供給はやや不足した状態にあると思われる。そこで、ある波高値のインパルス印加してF0しなかったものとする

と、たまたまギャップ空間に存在していた自由電子や負イオンのかなり多くの部分が電極に集められてしまい、<sup>(\*)</sup>後続の電圧印加においてもF0が発生し難くなる。逆にある電圧印加でF0が発生した場合には、F0時に生じた多数の電子やイオンが空間に残り、後続の電圧印加に対してもF0が発生し易くなるものと考えられる。

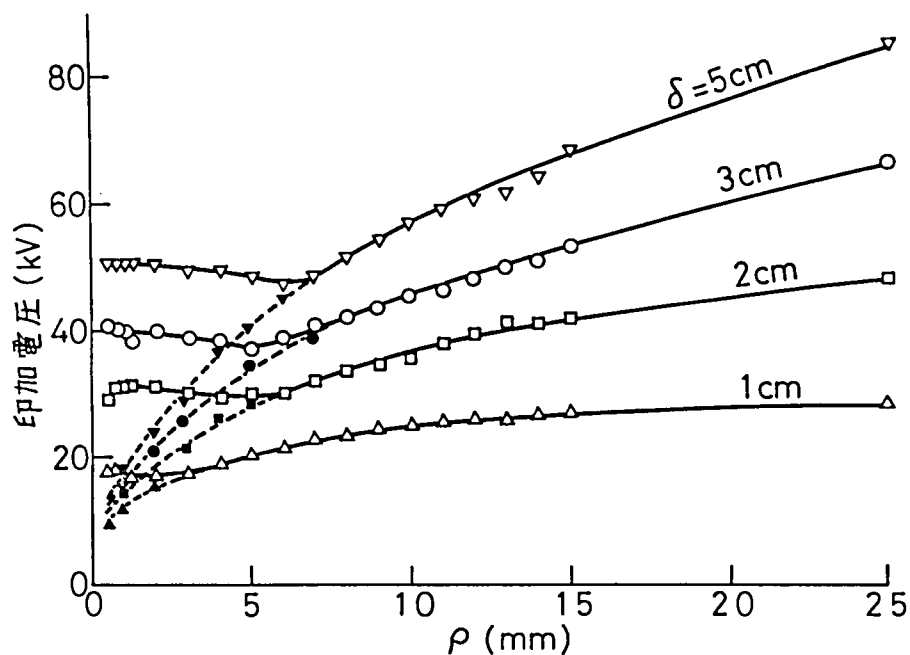
正極性の電圧不整現象は、静電界支配領域におけるF0だけでなく、空間電荷支配領域におけるコロナ開始電圧についてもみられることは容易に推察できる。正極性では、ギャップ空間に初期電子が存在するか否かで放電の開始電圧特性がさまる。その初期電子は高電界領域に流入した負イオンからの電子の離脱<sup>(12)~(15)</sup>などの外部的な原因によってギャップ中に供給されるので、特に初期電子を多くする手段を講じない限り、電圧不整領域の変動幅が大きくなる。一方負極性では、電界放出などによって陰極から比較的容易に初期電子が供給されるため、<sup>(12)(14)(16)</sup>放電開始電圧の不整が少ない。

## §2.2 フラッシュオーバー電圧特性

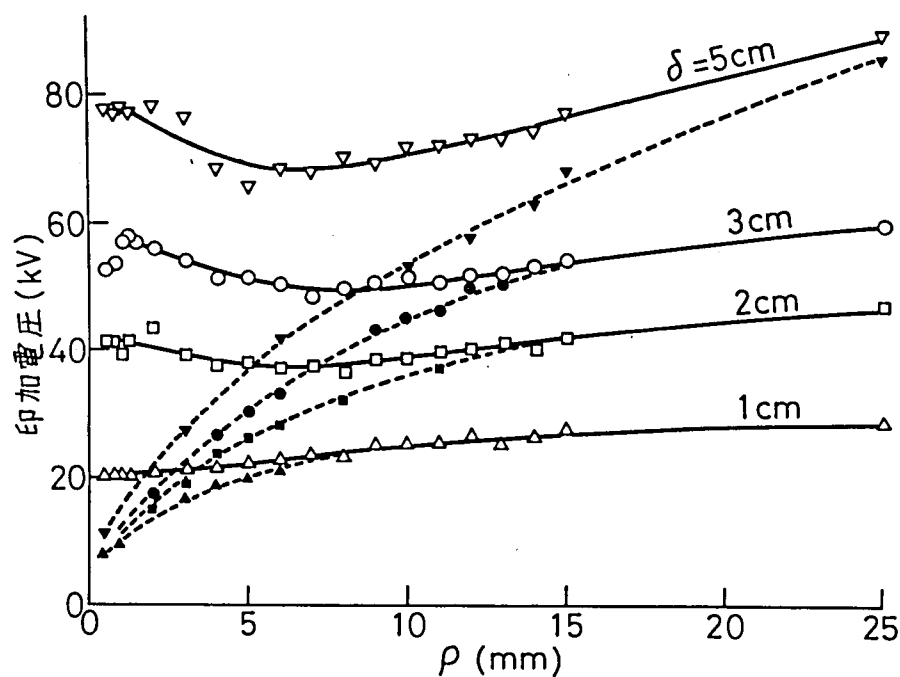
前節の放電開始電圧特性にひきつづいて、ここではF0Vの特性について考察する。オ2・4図は棒対平板ギャップのF0Vと放電開始電圧を示している。<sup>(17)</sup>同図から明らかなように、直流電圧に対する特性<sup>(18)</sup>と同様、F0Vはインパルス電圧に対してもV字特性を示す。

既述のように、正極性と負極性では静電界支配領域と空間電荷支配領域の境界が異なる。オ2・4図において、正極性のF0Vと放電開始電圧が比較的小さな電極先端半径( $\rho < 0.7 \text{ cm}$ )で一致しているのに対して、負極性では $\rho = 1.5 \text{ cm}$  ( $\delta = 2, 3 \text{ cm}$ )  $\sim$   $2.5 \text{ cm}$  ( $\delta = 5 \text{ cm}$ )まで両者が一致しないのも、同じ

(\*) 大気中における正負イオンの移動度を $2.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ とすると<sup>(1)</sup>、 $10 \text{ kV/cm}$ の電界においてドリフト速度は $2.5 \times 10^4 \text{ cm/s}$ となる。 $(1 \times 40) \mu\text{s}$ の標準波形インパルスが作用する時間を $130 \mu\text{s}$ (波高値の $1/10$ になるまでの時間)とすると、この間にイオンは約 $3 \text{ cm}$ 移動する。したがって、棒電極の先端から半径 $3 \text{ cm}$ の空間内では、イオンは除去されるものとみなせる。



(a) 正極性



(b) 負極性

オ 2・4図 棒対平板ギャップのフラッシュオーバー電圧(実線)および放電開始電圧(破線)。湿度70%。

原因によると思われる。それは、ストリーマの発生からFOに至るまでの機構そのものに存在する極性差であって、正極性のストリーマは伸展性に富むが、負極性のそれは伸び難い<sup>(19)</sup> (次章参照)。このような性質は沿面放電において



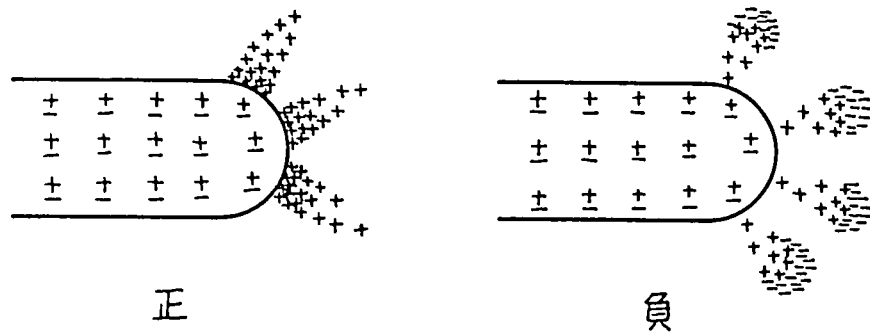


図2.5 ストリーマ先端部のモデル

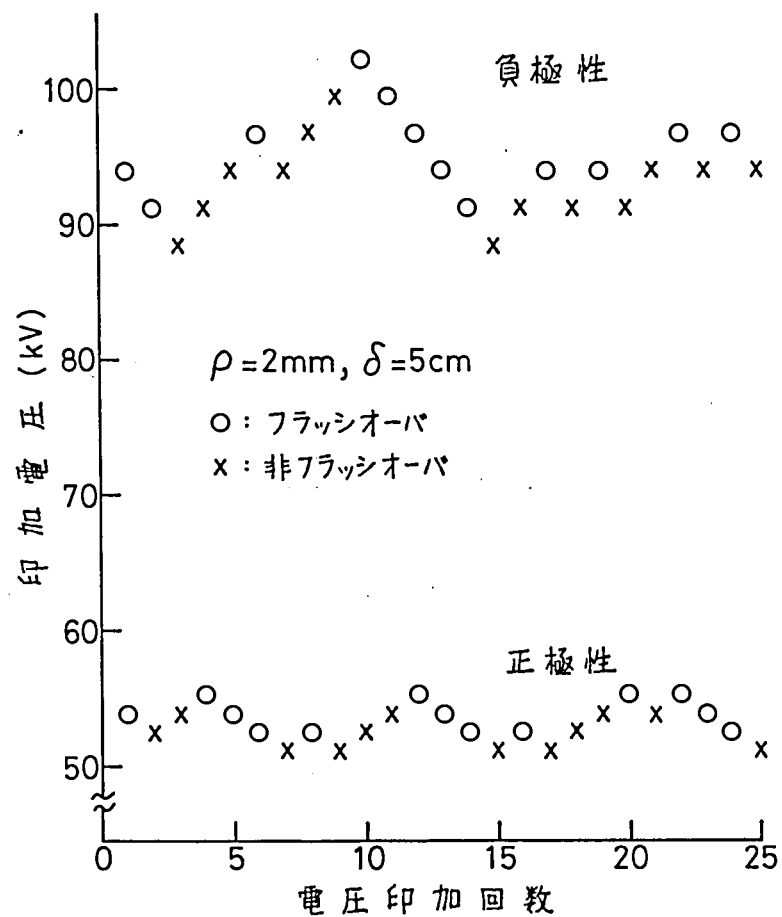


図2.6 印加電圧極性によるフラッシュオーバー電圧の相違

もみられる<sup>(20)</sup>。その理由の一つには、極性による電子の集中度の違いがあると思われる。すなわち、正のストリーマでは電子がその先端に向かって集中してくるので高密度の空間電荷が形成され、局部的に強い電界を生ずるが、負のストリーマでは電子がその先端から遠ざかるため、空間電荷の密度もそ

れによる電界も正の場合より弱くなるものと推察される（オ 2・5 図参照）。

放電開始電圧の変動幅は正極性の方が負極性よりも大きい。しかし，空間電荷支配領域における FOV の変動幅に関しては，これは必ずしも正しくない。すなわちオ 2・6 図に示すように，同じギャップ条件に対して，負極性の 50% FOV は正極性のそれに比べて著しく高くなり（この例では約 1.6 倍），かつ，その不整領域の変動幅（最大と最小の差）も大きくなる（約 2 倍）。このような FO 特性を理解するためには，絶縁破壊の機構の解明が必要となり，次章以降に実験，考察を行なう（p53 の補注 1 参照）。

### §2.3 要約

本章においては，半球棒対平板ギャップの放電開始電圧特性に関する実験および考察を行ない，以下の結果を得た。

- (1) 電荷重畳法によって計算した静電界と電子付着を考慮した実効衝突電離係数をもとに，不平等電界に拡張された Raether 氏の火花条件式を適用して半球棒対平板ギャップの放電開始電圧の計算を行ない，実測値との間により一致をみた。ここで，放電開始電圧の計算値は，静電界支配領域においては FOV に，空間電荷支配領域においてはコロナ開始電圧に対応する。
- (2) 雷インパルスによる半球棒対平板ギャップの FOV は， $\delta$  をパラメータに， $P$  を横軸にとれば，直流電圧によるのと同様の V 字特性を示す。
- (3) 負極性における静電界支配領域と空間電荷支配領域の境界は，正極性のそれに比べて平等電界に近い側へずれており，その原因は，正，負ストリーマのもつ性質の違いにあると推測される。
- (4) 半球棒対平板ギャップのコロナ開始電圧および FOV の不整領域の変動幅には極性による違いがあり，コロナ開始電圧のそれは正極性が大きく，FOV のそれは負極性が大きい。

## オ 3 章      ストリーマの伸展

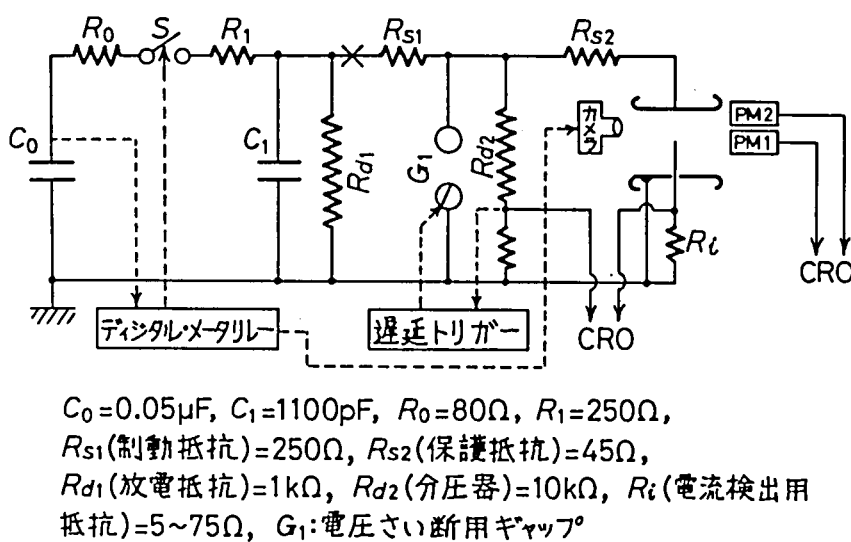
### § 3・1    概説

本章では，空間電荷支配領域において，放電の開始以降の比較的初期の段階，すなわちストリーマの発生からリーダの形成以前までの過程において生じる現象を，実験によって明らかにしている。

既述のように，静電界支配領域における絶縁破壊現象は放電の開始と直接結びついているためにストリーマ理論によってその特性を解析することができる。しかし本章以降で取扱う空間電荷支配領域においては，放電の開始と絶縁破壊が直接結びつかないために絶縁破壊特性を解析的に処理することが困難であり，実験的研究が主となる。空間電荷支配領域においては，負極性の FOV が正極性のそれに比べて高くなり，その原因は正，負ストリーマの性質の違いにあると考えられる（§ 2・2 参照）。したがって本章では，正，負両極性の電圧印加により発生する 1 次ストリーマの印加電圧対長さおよび電流特性を測定し，1 次ストリーマのもつ物理特性，すなわちストリーマの伸展速度，ストリーマ伸展時のチャンネルに沿う電界強度，チャンネル中の荷電粒子数密度，チャンネルに注入されるエネルギー等を求め，極性によるそれらの違いを比較している。また 2 次ストリーマについても，電圧対長さ特性をもとにチャンネルに沿う電界強度および荷電粒子数密度を求め，2 次ストリーマの形態の極性による違い，2 次ストリーマの発生に対する陰極の役割，2 次ストリーマの光波形と電流波形の関係等について考察している。さらに，2 次ストリーマがギャップを橋絡する場合の FO 過程を印加電圧さい断と静止写真によって観察し，フィラメントグロウ状の放電の存在と，その発生形態の極性による違いを明らかにしている。

### §3.2 実験装置および測定方法

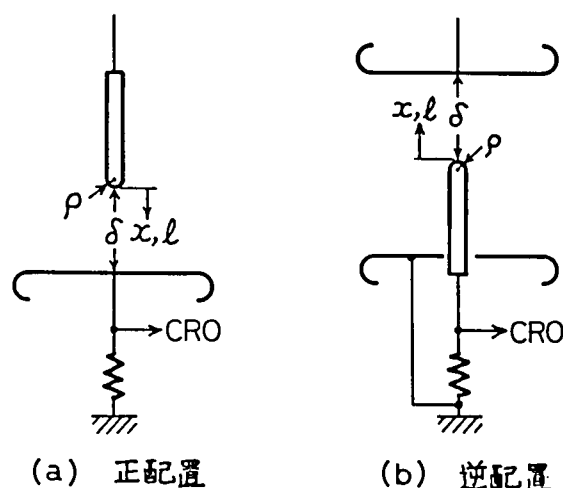
実験装置の概略をオ3・1図に示す。衝撃電圧発生器は直並列充電方式4段構成で、合成静電容量  $0.05\mu\text{F}$ 、制動抵抗  $80\Omega$ 、公称電圧  $280\text{kV}$  である。同図中のコンデンサ  $C_0$ 、抵抗  $R_0$ 、およびスイッチ  $S$  は衝撃電圧発生器本体を表わしている。発生電圧は  $\pm(1\times 40)\mu\text{s}$  の標準波形雷インパルスで、波頭長は抵抗  $R_1$  およびコンデンサ  $C_1$  により調整される。同図中の×印の点にギャップを挿入すれば、波頭長約  $20\text{ns}$  の急峻波頭をもったインパルス電圧を発生することができる。また、インパルスの立上りで遅延回路を動作させ、その出力パルスでギャップ  $G_1$  を短絡させれば、供試ギャップに印加した電圧を任意の時間 ( $10\text{ns}\sim 20\mu\text{s}$ ) でさい断することができる。



オ3・1図 実験装置

供試ギャップは棒対平板で、棒電極は先端を半球状に丸めた長さ  $10\text{cm}$  の黄銅製円柱棒である。その先端の曲率半径  $\rho$  は、一部に  $0.5, 1, 3, 4, 5, 7.5\text{mm}$  を使用したが、それ以外はすべて  $2\text{mm}$  のみを用いた。平板電極には端部に曲率半径  $1.5\text{cm}$  の丸みをもった直径  $25\text{cm}$  の黄銅製円板を用いた。ギャップの配置としては普通オ3・2図(A)がよく用いられるが、電流の測定を行なう場合に充電電流や雑音の影響を受け易い欠点があるので、平板電極と同一形状のガー





オ3・2図 供試ギャップの配置

ド電極をもつ同図(b)の配置を主に採用し，特別の場合にのみ(a)の配置を用いた。本文では，(a)の配置を正配置，(b)のそれを逆配置と呼ぶ。印加電圧の極性は，正，逆両配置ともに，棒電極の平板に対する相対的な電位の正，負によって，それぞれ正極性，負極性とする。

印加電圧波形および電流波形は，抵抗分圧器  $R_{d2}$  の出力および電流検出抵抗  $R_i$  の端子間電圧を，オシロスコープにより観察する。用いたオシロスコープは岩崎通信機のサージテスト用シンクロスコープ SS-550-A1またはテクトロニクスの 507型である。ギャップに生じた放電現象は，静止写真撮影用カメラ（キャノン F1，レンズは  $f 50\text{mm } F1.4$  または  $f 100\text{mm } F2.8$ ）によって記録する。また同時に，2台の光電子増倍管 PM1，PM2によって，放電により発生する光パルス波形を測定することができる。PM1，PM2はともにギャップの軸に垂直なスリット（開口面積は，ギャップの位置に換算して，ギャップ軸方向に  $0.8\text{mm}$ ，軸と直角の方向に  $60\text{mm}$ ）をそなえており，ギャップ軸上の任意の位置に設定することができる。これらのスリットの位置は，棒電極先端を原点としてギャップ軸に沿って測った距離  $x$  で表現される。PM1，PM2からの信号は，テクトロニクス 556 型オシロスコープ（2ビーム）により観測する。本文ではオシログラム中の光波形を  $L$  で表示し，これに，PMの狙う位置を添字として付して示す（例えば  $L_{x=0}$  等）。電流検出

回路の時向分解能は計算上約2 ns, 光波形のそれは約10 ns (パルス性雑音の半値幅は実測で約20 ns) と推定される。

静止写真およびオシログラムの記録にはすべてコダックのトライXフィルムを使用した。現像は大部分増感現像を行なったが, 一部はJISの標準現像を行なった。なお実験はすべて室内空気中で行なった。オ3・1表に実験に使用した機器類を示す。

オ3・1表 使用機器一覧

装 置 名 等	型 名 , 性 能 等	用 途
衝撃電圧発生器	0.2 $\mu$ F $\times$ 4段, 公称電圧280kV, 1.96 kJ	印加電圧発生
制 動 抵 抗	本体 80 $\Omega$ + 外部 250 $\Omega$	
波頭調整コンデンサ	セラミック 1100 pF $\times$ 9, 合成容量1100 pF	
放 電 抵 抗	多層電気 1 k $\Omega$ PSO型	
分 圧 器	〃 10 k $\Omega$ PSO型抵抗分圧器	
電流検出抵抗	理研 S型, 5 $\sim$ 75 $\Omega$	
オシロスコープ	岩崎 SS550A1 またはテクトロクス Type 507	電流測定
〃	テクトロクス Type 556	電圧, 光パルス測定
光電子増倍管	東芝 7696 $\times$ 2	光パルス測定
カ メ ラ	キャノン F1 $\times$ 2, アサヒ SP $\times$ 1	静止写真, オシロ撮影
〃	アサヒ SL $\times$ 2	光パルス測定の光学系
フ ィ ル ム	コダック トライX	静止写真, オシロ撮影

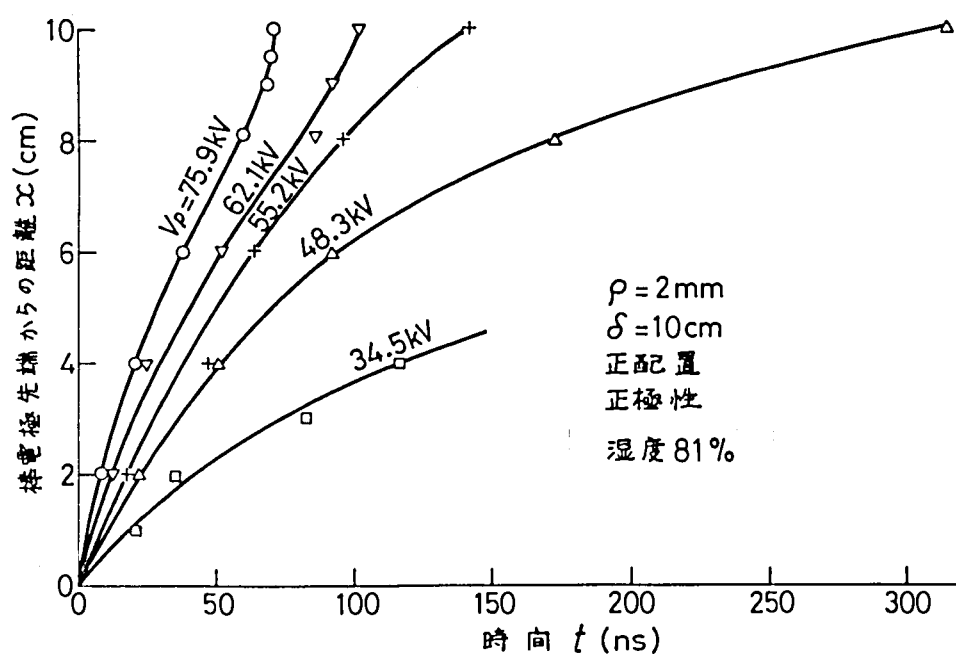
### §3.3 1次ストリーマの特性

不平等性の強い棒対平板ギャップに標準波形雷インパルス電圧を印加するとき, まず1次ストリーマ(以下PSと略記する)が現われるが, 従来, これに因する観察はよく行なわれており, そのデータは多い。<sup>(1)(4)(21)(22)(32~34)</sup> それらのデータはいずれも正配置ギャップに因するものであり, それらとの対比の意味も含めてここでは正配置を採用する。

### <3.3.1> 正極性ストリーマ

#### (a). 伸展速度

棒電極先端の曲率半径  $\rho=2\text{ mm}$ ，ギャップ長  $\delta=10\text{ cm}$ ，正配置の条件下に全波電圧を印加し，その波高値  $V_p$  をパラメータとして，PSの伸展開始（電圧の立上りから  $0.3\sim 2\mu\text{s}$  後）から測った時間  $t$  と，その間にPSの伸展する距離  $x$ （棒電極先端を  $x=0$  とし，ギャップ軸に沿って測る）との関係を描くと，オ3.3図のようになる。同図は，スリットを棒電極先端（ $x=0$ ）およびギャップ中（ $x$  可変）に設定したPM1，PM2によって得た2つの光波形信号におけるパルス（いずれも半値幅約  $30\text{ ns}$  の単一のピークをもつ）の発生時刻の差から求めた。同図において，曲線の勾配はPSの伸展速度  $v_p$  を与える。 $V_p$  が低いとき， $v_p$  はPSの伸展とともに減少するが， $V_p$  が高くなると，ギャップの途中で  $v_p$  は一旦減少した後，PSが陰極に近づくとき再び増加する。PSがギャップを横切るのに要する時間を  $T_1$  とすると， $\delta/T_1$  はPSの平均伸展速度  $\bar{v}_p$  を与える。 $\bar{v}_p$  は  $V_p$  が高いほど大きい。オ3.3図から， $\bar{v}_p=3.2\times 10^7\sim 1.4\times 10^8\text{ cm/s}$  の値が得られ，これは他の測定者による値ともほぼ一致する（オ3.2表参照<sup>(21~28)</sup>）。



オ3.3図 1次ストリーマの伸展

表3.2 正極性1次ストリーマの速度

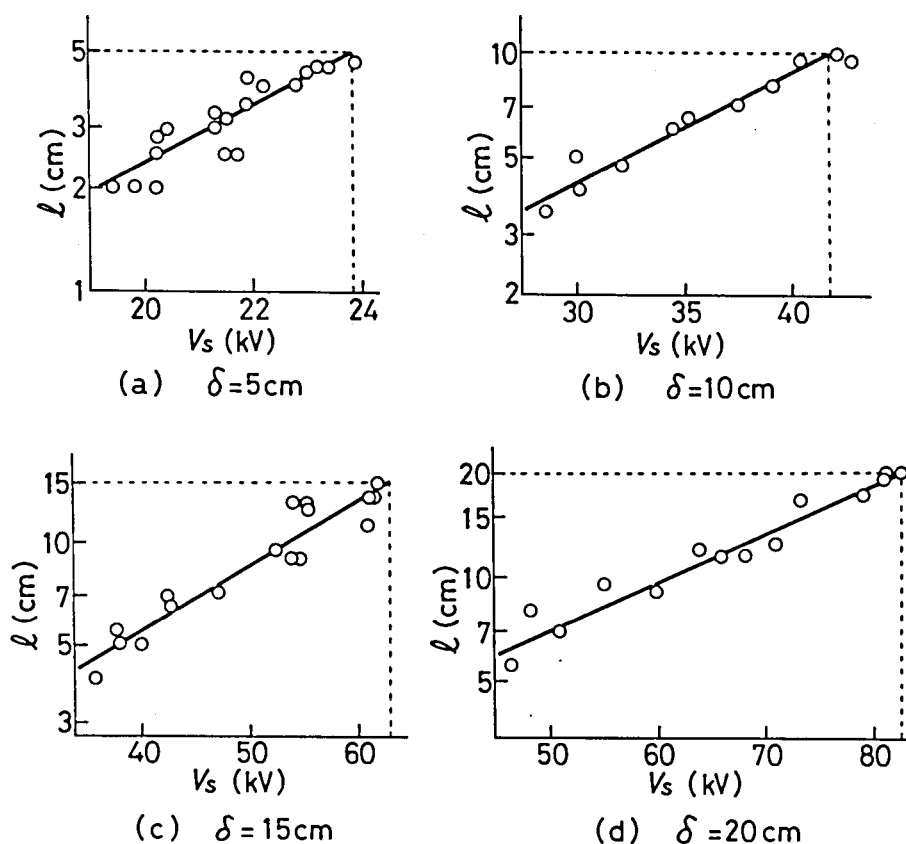
測定者	速度 (cm/s)
Hudson, Loeb <sup>(21)</sup>	$2 \times 10^7 \sim 6 \times 10^8$
Dawson <sup>(22)</sup>	$2.0 \times 10^7 \sim 6.3 \times 10^7$
Nasser <sup>(23)</sup>	$1.9 \times 10^8 \sim 4 \times 10^8$
Nasser, Loeb <sup>(24)</sup>	$1.2 \times 10^8$
Kritzing <sup>(25)</sup>	$2 \times 10^7 \sim 1 \times 10^8$
Kritzing <sup>(26)</sup>	$1.5 \times 10^7 \sim 1 \times 10^8$
Stekol'nikov, Shkilev <sup>(27)</sup>	$5 \times 10^7 \sim 1 \times 10^8$
Suzuki <sup>(28)</sup>	$9 \times 10^6 \sim 1.8 \times 10^8$
筆者	$3.2 \times 10^7 \sim 1.4 \times 10^8$

#### (b). 伸展距離および電位傾度

印加電圧とPSの長さの関係については、 $\delta > 1\text{m}$ の長ギャップに対する測定例が報告されている。<sup>(14)(34)</sup>ここでは20cm以下の短ギャップに対し、静止写真によって同様の実験を行ない、これによってPSチャンネル中の電界を推定する(P53の補注2参照)。

正配置ギャップに全波電圧を印加し、PSの電流パルスが立上る瞬間における印加電圧の瞬時値 $V_s$ と、PSが伸展を停止するまでに伸びる長さ $l$ との関係を測定したところ、表3.4図(片対教目盛)を得た。同図から、 $l$ は $V_s$ によってほぼ指数関数的に変化する。Nasser氏<sup>(29)</sup>らはLichtenberg図を用いて同様の実験を行ない、大きくばらつく結果を得ているが、その原因は、PSの発生瞬時電圧ではなく、印加電圧波高値によってデータを整理していることにあると思われる。

ストリーマの伸展にはその先端部の高電界領域が重要な役割を持つと考えられるが、ストリーマの伸展に伴って先端部が移動し、その背後に残したチャンネル中の電界に関しては、Loeb氏<sup>(30)</sup>にならい、これを軸方向に対して一定と仮定すれば、表3.4図において $l = \delta$ となるとその $V_s$ を $\delta$ で割ることによってその平均電界が推定でき、本実験から、 $\delta = 5, 10, 15, 20\text{cm}$ に対してそ



オ3・4図 1次ストリーマ発生瞬時電圧  $V_s$  に対する1次ストリーマの伸び  $l$ 。  $P=2\text{mm}$ , 正極性, 正配置ギャップ。湿度80%。

オ3・3表 正極性1次ストリーマの諸量

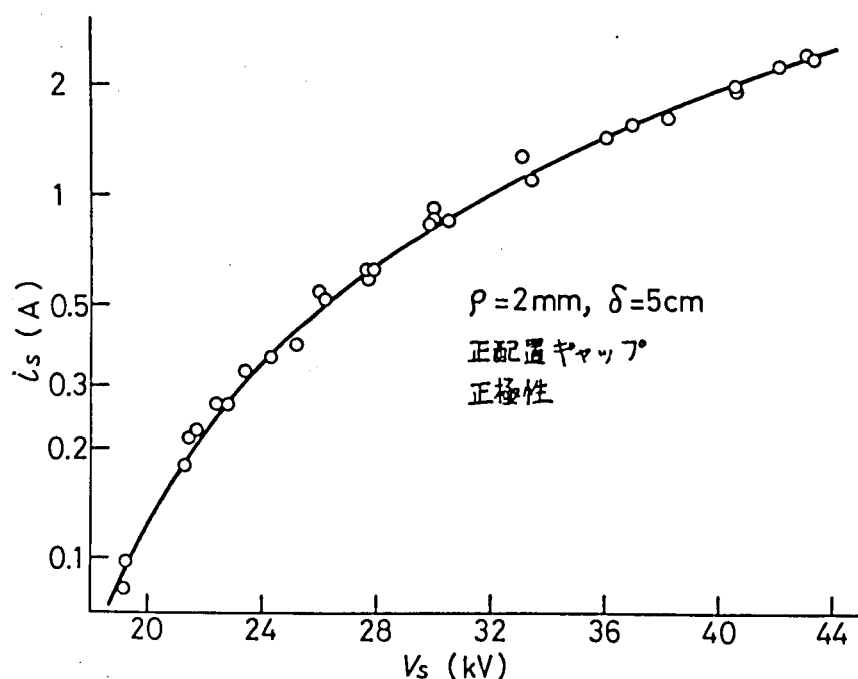
ギャップ長 $\delta$ (cm)	5	10	15	20
物理量				
全放電電荷量 $Q_0(\text{C})$	$3.2 \times 10^{-8}$	$5.6 \times 10^{-8}$	$8.0 \times 10^{-8}$	$10.4 \times 10^{-8}$
1cm当り電荷量 $q_0(\text{C/cm})$	$6.3 \times 10^{-9}$	$5.6 \times 10^{-9}$	$5.3 \times 10^{-9}$	$5.2 \times 10^{-9}$
全荷電粒子数 (個)	$2.0 \times 10^{11}$	$3.5 \times 10^{11}$	$5.0 \times 10^{11}$	$6.5 \times 10^{11}$
1cm当り粒子数 (個/cm)	$3.9 \times 10^{10}$	$3.5 \times 10^{10}$	$3.3 \times 10^{10}$	$3.3 \times 10^{10}$
荷電粒子密度 (個/cm <sup>3</sup> )	$1.3 \times 10^{12}$	$1.1 \times 10^{12}$	$1.1 \times 10^{12}$	$1.0 \times 10^{12}$
全エネルギー (J)	$7.7 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-3}$	$4.9 \times 10^{-3}$	$8.5 \times 10^{-3}$
1cm当りエネルギー (J/cm)	$1.5 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-4}$	$3.3 \times 10^{-4}$	$4.2 \times 10^{-4}$
電位傾度 (kV/cm)	4.8	4.2	4.2	4.1

れぞれ 4.8, 4.2, 4.2, 4.1 kV/cm を得る (オ3・3表参照)。この値は, 長ギャップにおける FOV 印加時の平均電界 ( $5.5\text{kV/cm}$ )<sup>(1)</sup> より少し低い。

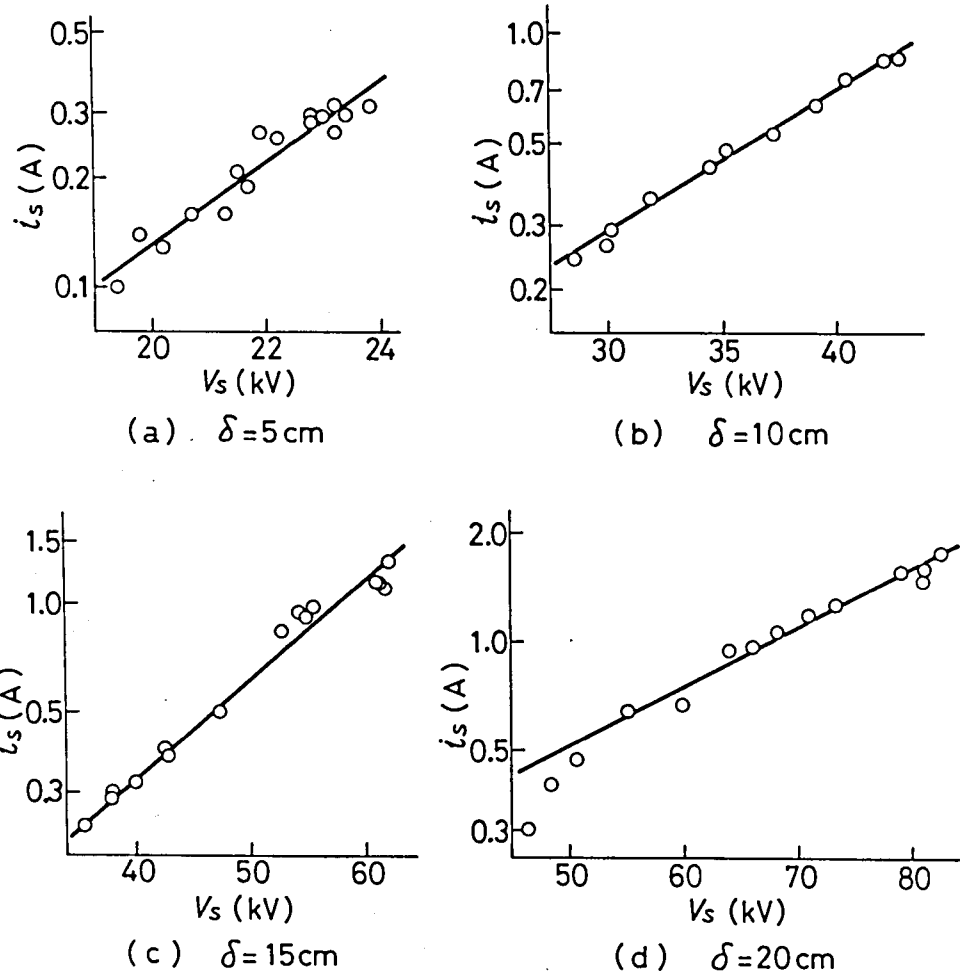
## (C). 電流および電荷

PS の開始電圧から FOV 直前の電圧に至る広い範囲で, PS の電流パルスのピーク値  $i_s$  と  $V_s$  の関係を求めると, オ3・5図(片対数目盛)のように飽和の傾向を示す。しかし, PS によるギャップの橋絡が起らない程度の電圧範囲(オ3・5図の例では  $V_s < 25\text{kV}$ ) では,  $i_s$  対  $V_s$  曲線は  $l$  対  $V_s$  曲線と同様にほぼ指数関数的に変化するとみなし得る。オ3・6図は  $\delta = 5 \sim 20\text{cm}$  に対する測定例で, 特性曲線はいずれも片対数グラフ上で直線となる。

オ3・4, 6両図から  $l$  と  $i_s$  の関係を求めると, オ3・7図を得る。同図から明らかなように,  $i_s$  は  $l$  とともに増加する。両者の関係はどの  $\delta$  に対しても直線的ではないが, これを近似的に正比例とみなせば, いずれもほぼ  $\pm 20\%$  の範囲におさまる。 $i_s$  は PS チャンネル中に発生する全電子数に比例すると考えられるから,<sup>(34)</sup> 枝分れしたすべてのストリーマを1本にまとめて PS チャンネルの単位長当りの電子数  $n$  を一定と仮定すれば,<sup>(30)</sup>  $i_s \propto l$  となり, オ3・7図の結果とほぼ一致する。同図において  $i_s$  対  $l$  曲線が比例直線より



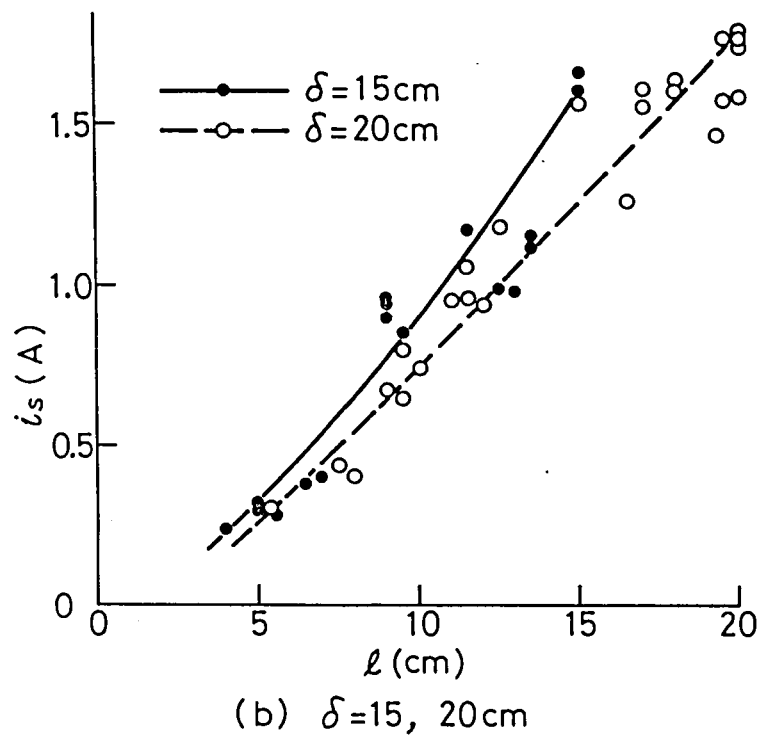
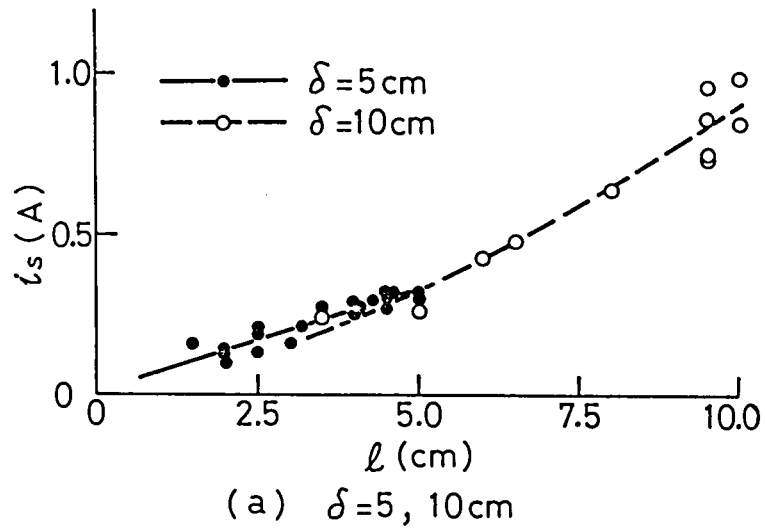
オ3・5図 広い範囲における  $V_s$  と  $i_s$  の関係



オ3・6図 1次ストリーマ発生瞬時電圧  $V_s$  に対する電流パルスのピーク  $i_s$  の変化。  $\rho = 2$  mm, 正極性, 正配置ギャップ。

も勾配の大きい側にはずれるのは,  $V_s$  の増加(したがって  $i_s$  の増加)により  $n$  も若干増加するためであると考えられる。

電流を時間的に積分すれば, 放電電荷量を得る。  $\delta = 5, 10, 15, 20$  cm において, PS がちょうどギャップを橋絡する電圧  $V_d$  (この電圧では FO に進展しない) の印加によって得られた電流波形から全放電電荷量  $Q_0$  および PS チャンネル 1 cm 当りの電荷量  $q_0$  を求めると, オ3・3表オ1, 2欄となる。  $Q_0$  は  $\delta$  とともに増加するのに対して,  $q_0$  はほぼ一定の値 ( $10^{-9}$  C 程度) となる。正イオンの移動が無視できる程度の時間領域 ( $1 \mu\text{s}$  以下) では,  $V_d$  またはそれ以下の電圧では, 平板側で検出される電流はすべて変位電流のみであるから, <sup>(31)</sup>ここで求めた  $Q_0$  は PS に伴って生じる空間電荷の量にも一致する。



オ3・7図 1次ストリーマの長さ  $l$  と電流ピーク値  $i_s$  の関係。 $\rho = 2 \text{ mm}$ , 正極性, 正配置ギャップ。

Kritzinger 氏はストリーマ1本当りに生じる空間電荷量として  $3 \times 10^{-9} \text{ C}$  を得ている。Lichtenberg 図を用いた筆者の実験では, ストリーマ数は約100本であるので, ここで得た値はKritzinger 氏の値より約1桁小さい。

Q. および  $\delta_0$  を荷電粒子数で表現すれば, オ3・3表オ3, 4欄となる。ストリーマの写真は根元が太く, 先端へいくにしたがって枝分れして数が増える



とともに細く暗くなっているので、枝分れするすべてのストリーマを1本にまとめ、それが軸方向の変化に対して一定の断面積をもつものとみなすことにする。ストリーマの太さとして写真フィルム上の像の黒化部分の幅に撮影時の縮小率の逆数を掛けた値を用いることにすれば、実験から、棒電極先端では直径約1 mm のストリーマが4~5本発生するので、これを1本にまとめれば直径約2 mm となる。したがって、PS チャンネル中の荷電粒子数密度は同表オ5欄 ( $10^{12}$  個/cm<sup>3</sup>程度) となる。

PS の伸展に要する時間はたかだか 300 ns であるから、印加電圧の立上り初期の部分で PS が発生する場合を除くと、PS の伸展の間における印加電圧の変化は少ない。また、上述のように PS チャンネル中の電界を一定とみなせば、PS チャンネルに注入される全エネルギー、およびチャンネル1 cm 当りのエネルギーは同表オ6, 7欄となり、これらはいずれも  $\delta$  とともに増加する。

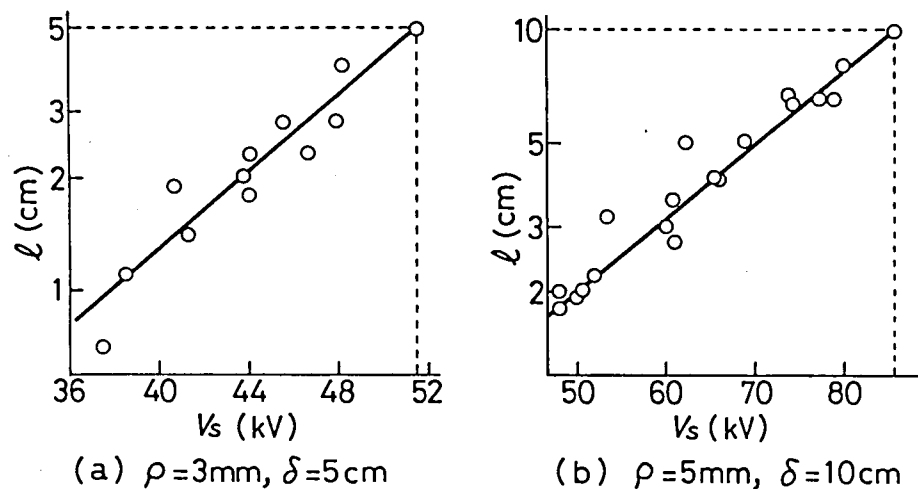
### <3.3.2> 負極性ストリーマ

正極性のときと同じ電極 ( $\rho=2$  mm) を用いて負極性インパルスを印加すると、電圧の立上り初期の部分 (低い  $V_s$ ) で PS が発生するため<sup>(35)</sup>、オ3.3図と同様のデータは正極性に比べて少ししか得られなかった。ただし全ギャップを横切る場合の PS の平均速度  $\bar{v}_p$  の測定は可能で、 $\delta=5$  cm のとき、 $5 \times 10^7 \sim 2.5 \times 10^8$  cm/s であった。これは、他の測定者による値と比較的よく一致する (オ3.4表参照<sup>(32~35)</sup>)。

オ3.4表 負極性1次ストリーマの速度

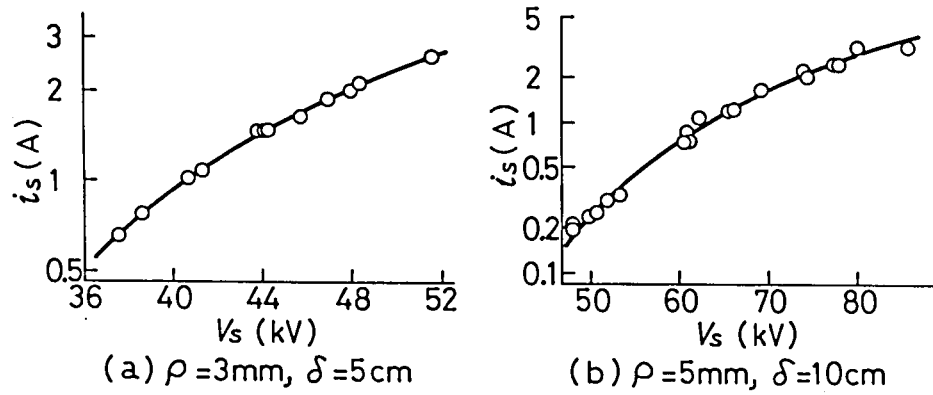
測定者	速度 (cm/s)
鈴木 <sup>(35)</sup>	$2 \sim 7 \times 10^7, 2 \sim 12 \times 10^8$
Park, Cones <sup>(32)</sup>	$5 \times 10^8$
Nasser <sup>(33)</sup>	$2.2 \sim 14 \times 10^8$
常安, 赤崎 <sup>(34)</sup>	$1.3 \sim 1.8 \times 10^7$
筆者	$5.0 \sim 25 \times 10^7$

全波電圧印加の際の  $V_s$  と、PS が停止するまでに伸びる長さ  $l$  の関係をオ3・8図に示す。ここで  $\rho=3\text{mm}$  ( $\delta=5\text{cm}$ ) および  $\rho=5\text{mm}$  ( $\delta=10\text{cm}$ ) の電極を用いたのは、 $\rho=2\text{mm}$  では得られない広い範囲の  $V_s$  に対するデータを得るためである。正極性の場合(オ3・4図)と同様に、 $l$  は  $V_s$  によってほぼ指数関数的に変化する。負極性は正極性に比べて  $V_s$  が高い方へ著しくずれているが、これは  $\rho$  の相違によるだけでなく、正と負のストリーマの性質の違いを示すものである。すなわち正極性 PS では、PS 先端の電子なだれ群は PS 先端に集まる方向に動くため、高密度の空間電荷が形成され、PS の伸展に有利に作用するのに対し、負極性 PS では、なだれは PS 先端から遠ざかる方向に動くため、同じ印加電圧では正の場合よりも低密度の空間電荷しか形成されず、PS の伸展には不利に作用する。オ3・8図において  $l=\delta$  となるときの  $V_s$  と  $\delta$  から負極性 PS の平均電界を求めると、 $\delta=5, 10\text{cm}$  に対してそれぞれ 10.3, 8.6 kV/cm を得る。これは正極性のほぼ2倍である。

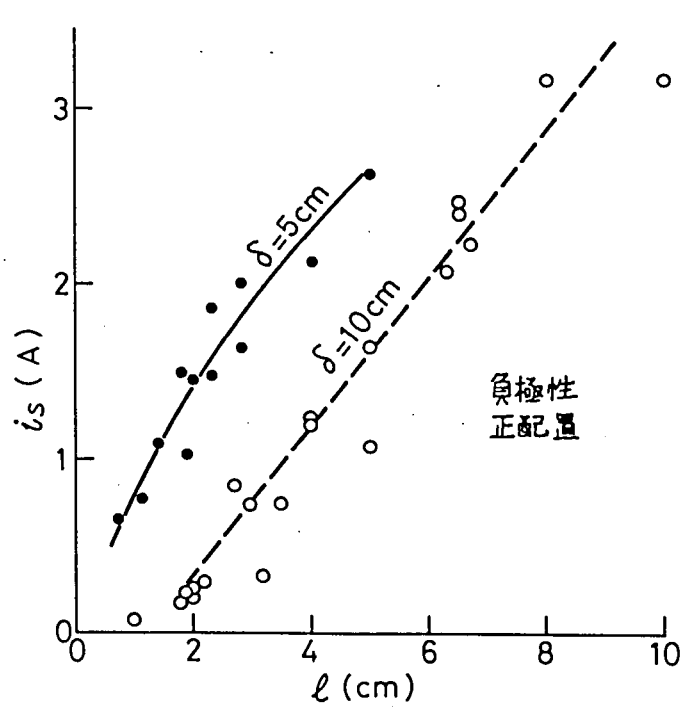


オ3・8図 負極性1次ストリーマの  $V_s$  対  $l$  特性。湿度80%。

オ3・9図は  $V_s$  と電流パルスのピーク値  $i_m$  の関係を示す。正極性の場合と異なり、 $V_s$  の変化が狭い範囲であるにもかかわらず、オ3・5図にみられたのと同様の飽和の傾向がみられる。オ3・10図は  $l$  対  $i_m$  特性を示す。正極性の場合(オ3・7図)に比べ、比例直線からのずれは大きい。



オ3・9図 負極性1次ストリーマの  $V_s$  対  $i_s$  特性。



オ3・10図 負極性1次ストリーマの  $l$  対  $i_s$  特性。

$l = \delta$  となるときの負極性 PS による放電電荷量, 注入エネルギーなどをオ3・5表に示す。正の場合に比べ, 放電電荷量は約3倍 ( $10^{-7}\text{C}$ 程度), 注入エネルギーは6~7倍 ( $10^{-2}\text{J}$ 程度) になる。このように, 負極性では PS が伸展するのに正の場合より高い電界, 多くの電荷を必要とし, これが種々の放電特性における極性効果の原因の一つであると思われる。

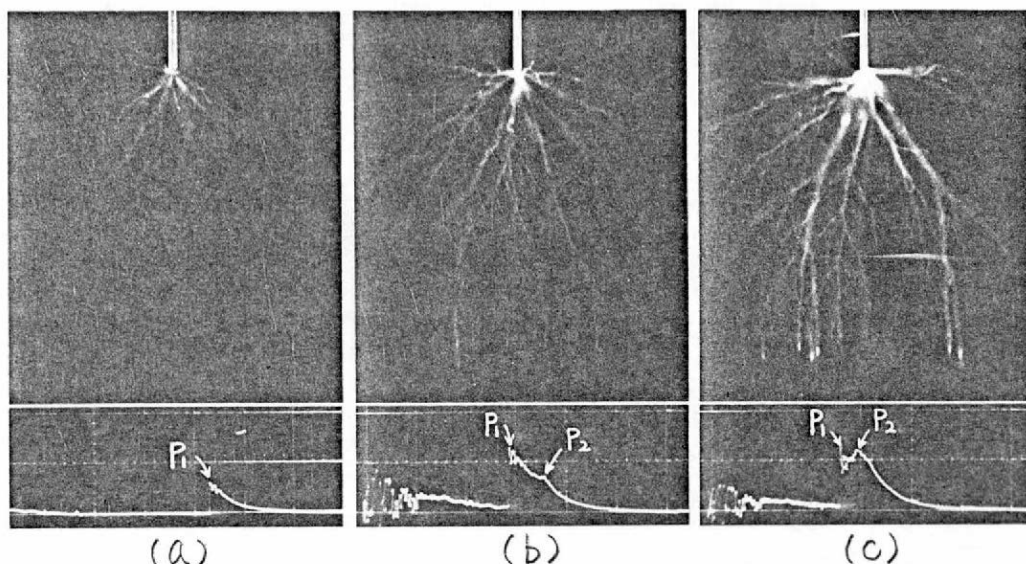
オ3・5表 負極性1次ストリーマの諸量

ギャップ長 $\delta$ 物理量 (cm)	5	10
全放電電荷量 $Q_0$ (C)	$1.0 \times 10^{-7}$	$1.6 \times 10^{-7}$
1cm当り電荷量 $q_0$ (C/cm)	$2.1 \times 10^{-8}$	$1.6 \times 10^{-8}$
全荷電粒子数 (個)	$6.5 \times 10^{11}$	$9.8 \times 10^{11}$
1cm当り粒子数 (個/cm)	$1.3 \times 10^{11}$	$9.8 \times 10^{10}$
荷電粒子密度 (個/cm <sup>3</sup> )	$4.1 \times 10^{12}$	$3.1 \times 10^{12}$
全エネルギー (J)	$5.4 \times 10^{-3}$	$1.3 \times 10^{-2}$
1cm当りエネルギー (J/cm)	$1.1 \times 10^{-3}$	$1.3 \times 10^{-3}$
電位傾度 (kV/cm)	10.3	8.6

### <3・3・3>陰極点の形成

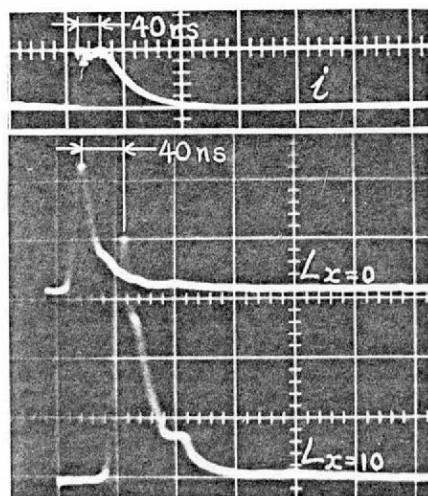
正配置ギャップに正極性インパルス電圧（全波）を印加するとき、 $V_g$  が低くて PS がかわらうじて陰極にとどく程度では、PS の発光が微弱であるため、その陰極への到達を肉眼では識別できるが、静止写真（特に印画紙に焼付けたもの）では判然としない（オ3・11図(a)参照）。このときの電流波形は速い立上りとゆるやかな減衰部をもつ単純な形である。 $V_g$  が高くなると（同図(b)）、PS 全体が明るさを増すとともに、平板上の輝点の形成が写真上でも明瞭になる。このときの電流波形の減衰部には小さなピーク  $P_2$  が重畳する<sup>(36)</sup>。 $V_g$  がさらに高くなると、放電路と平板上の輝点は一層その明るさを増し、電流波形上のオ2のピーク  $P_2$  はパルスの立上り部分  $P_1$  へ近づくと同時に著しくその大きさを増す（同図(c)）。PM1、PM2のスリットを棒電極先端（ $x=0$ ）および平板位置（ $x=\delta$ ）に設定して光波形（本文ではこれらを  $L_{x=0}$ 、 $L_{x=\delta}$  と記す）を測定したところ、電流波形  $i$  における2つのピーク  $P_1$ 、 $P_2$  の時間差は、 $L_{x=0}$ 、 $L_{x=\delta}$  におけるパルスのピークの出現時刻の差、すなわち PS が棒電極から出発して平板に到達するまでに要する時間とよく一致した（オ3・12図）。（なお、<3・4・3>、<3・4・5>参照。）

オ3・11図(c)と同じ条件下で発生する PS の光パルスのピーク値のギャップ軸に沿う変化はオ3・13図(a)のようになり、低気圧において観察されたの

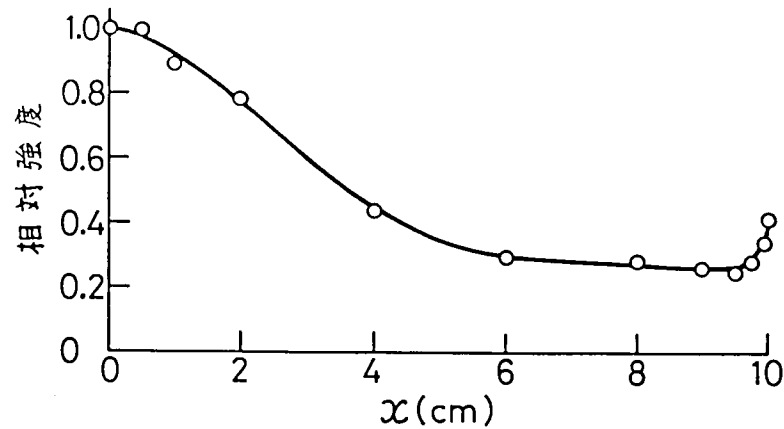


(a)  $V_s = 46.9 \text{ kV}$ , 電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$     (b)  $V_s = 57.6 \text{ kV}$ , 電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$     (c)  $V_s = 70.2 \text{ kV}$ , 電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$

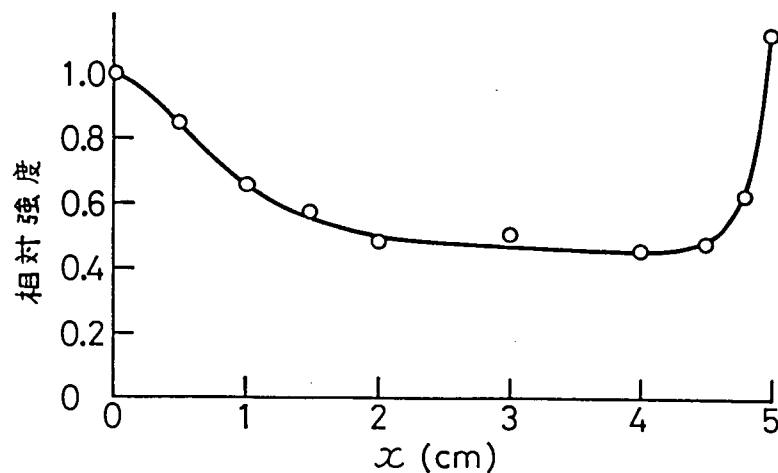
才3・11 図 発生瞬時電圧  $V_s$  の違いによるストリーマの電流波形および静止写真の変化。  $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 10 \text{ cm}$ , 正配置, 正極性。



才3・12 図 電流波形と光波形の比較。  $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 10 \text{ cm}$ , 正配置, 正極性,  $V_p = 76 \text{ kV}$ . 電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$



(a)  $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=10\text{cm}$ , 正配置,  
 $V_p=76.0\text{kV}$ .



(b)  $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 逆配置,  
 $V_p=48.3\text{kV}$ .

図3.13 PSの光量(ピーク値)の軸方向分布

と同様に、<sup>(37)(38)</sup>陰極面の近くで発光の急激な増加がみられた。したがって、大気圧においても低気圧の場合と同様の陰極点が形成されるものと思われるが、気圧が高いのでファラデー暗部などの厚さは $0.1\text{mm}$ 以下と推定され、本実験ではそれらの確認は困難であった。 $\delta=5\text{cm}$ の場合には、同図(b)のように、 $V_s$ の値によっては平板側の発光が棒電極先端のそれよりも強くなり得る(〈3.4.3〉参照)。なお、ここで得た陰極点からの光波形  $L_{x=\delta}$  は、単一、または2, 3のピーク(枝分れした何本かのPSが陰極へ到達するとき、個々の枝の到着時刻の相違によって生じる)からなり、これらのギャップ条件では陰極点の継

続時間は 30ns 程度で極めて短い。継続時間が長くなり、陰極点が発達するためには、2 次ストリーマが平板にとどく程度に印加電圧が高くなる必要がある（＜3・4・4＞参照）。

### §3・4 2 次ストリーマの特性

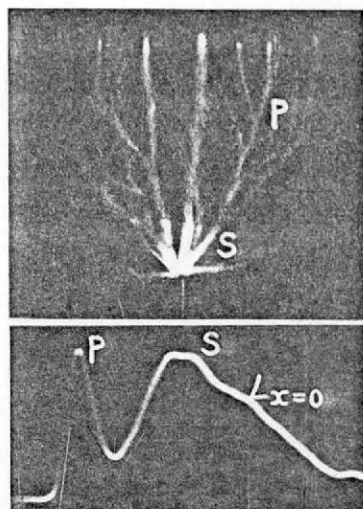
2 次ストリーマ（以下 SS と略記する）は、Hudson 氏ら<sup>(21)</sup>の直流電圧による実験ではじめてその存在が明らかにされた。その後、Dawson 氏<sup>(22)</sup>をはじめ、多くの研究者<sup>(23)(24)(25)</sup>によってその存在が再確認され、その性質が調べられたが、ここでは、50% FOV では SS がギャップを橋絡しないような条件のみを対象として、SS の諸特性をしらべている。

#### ＜3・4・1＞2 次ストリーマの形状

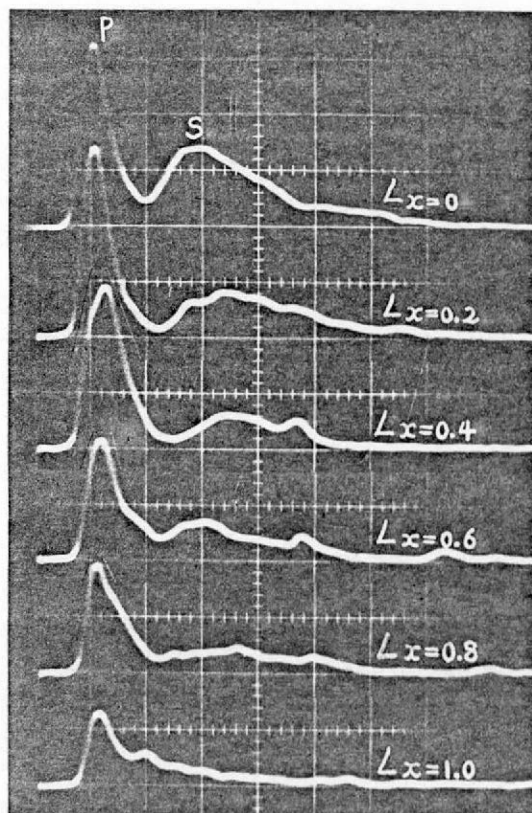
##### (a). 正極性

$P=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$ , 逆配置ギャップに正極性インパルス電圧（全波）を印加したときの静止写真は、オ 3・14 図のように、棒電極先端から数 mm の範囲の放電路が特に明るい。この部分の光波形（同図の  $L_{x=0}$ ）は、オ 1 の鋭いピーク（P）とそれにつづくオ 2 の緩やかなピーク（S）からなっており、このオ 2 のピークとそれに対応する放電路の明るい部分が Hudson 氏ら<sup>(21)</sup>のいわゆる SS に相当するものと思われる。同図の静止写真から、SS の放電路は PS のその一部を占めており、光波形を合せ考えれば、PS の一部が SS になると思われる。

オ 3・15 図は、PM 1 を  $x=0$  に固定し、PM 2 を移動して、場所による光波形の変化をしらべた例である。同図から、この場合の SS は棒電極先端から約 4 mm ( $x \div 4\text{ mm}$ ) までは PS より約 1 桁遅い速度（約  $10^7\text{ cm/s}$ ）でギャップ中へ向って伸展するが、<sup>(40)</sup>それ以降では伸展の方向は不明確となり、光波形のピークも次オに小さくなってほぼ  $x=1\text{ cm}$  の点で消滅している。



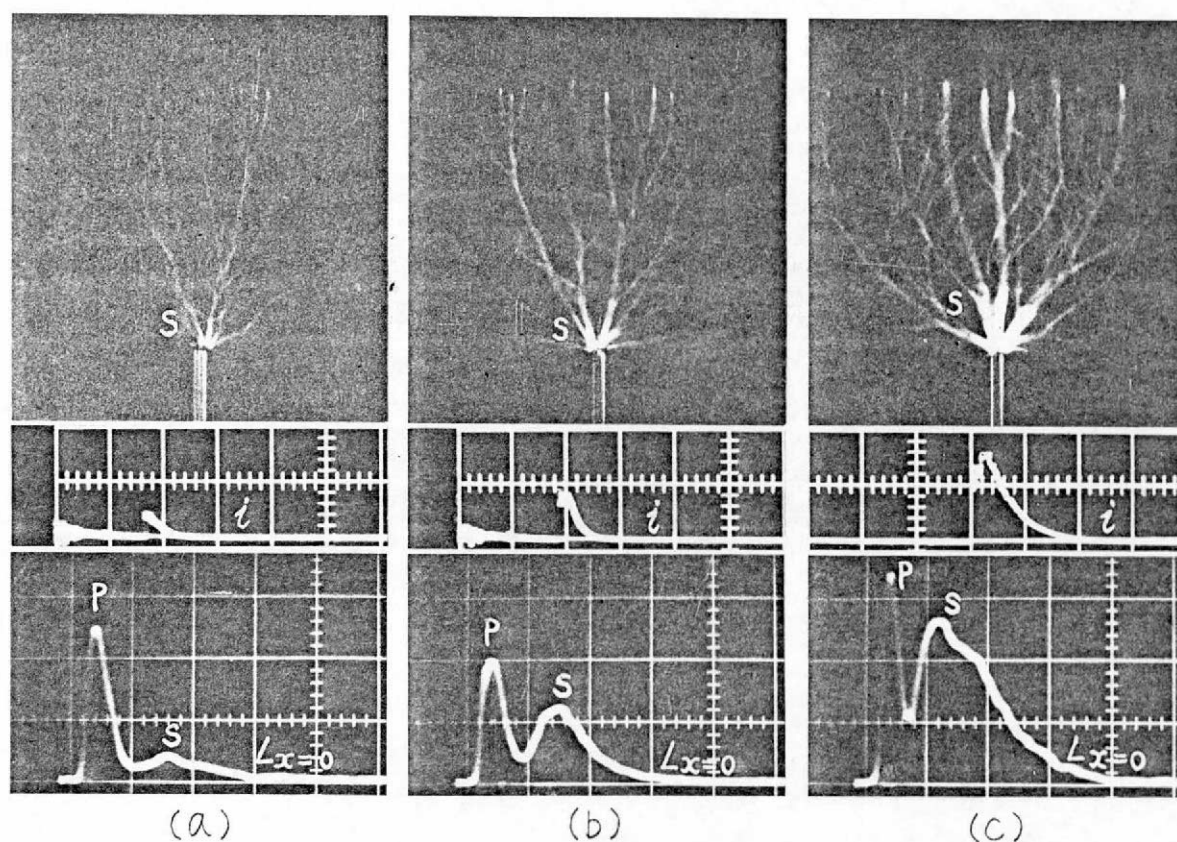
オ3・14図 2次ストリーマ(SS)の  
形状と光波形。 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 逆  
配置, 正極性,  $V_p=48.3\text{kV}$ , 掃引:  
 $50\text{ns/div.}$



オ3・15図 SSの発生に伴う光  
パルスの動き。 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ ,  
逆配置, 正極性,  $V_p=48.3\text{kV}$ ,  
掃引:  $50\text{ns/div.}$



オ3・16 図は印加電圧（波高値  $V_p$ ）の変化に対する SS の変化を示す。同図から，同一のギャップにおいては，PS の発生瞬時電圧が高いほど SS の発光の強さおよび伸展距離は大きい（静止写真，および光波形における SS と PS の面積比参照）。またオ3・17 図は， $\delta = 5 \sim 20$  cm の変化に対する SS の変化を示す（10% FOV 印加）。写真，光波形ともに， $\delta$  が小さいほど SS は顕著である。ここで各ギャップの印加電圧による平均電界  $V_p/\delta$  を求めると，オ

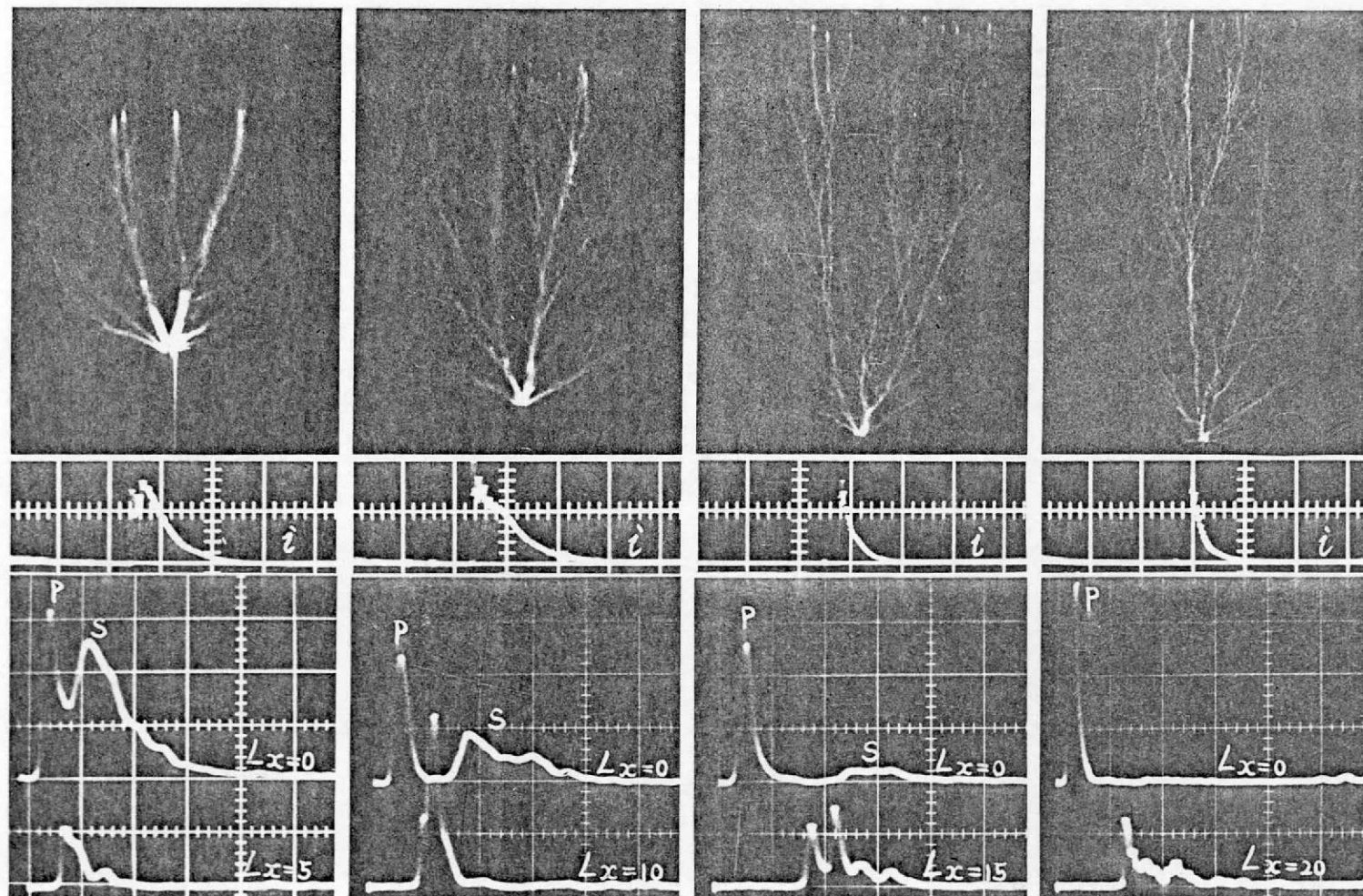


オ3・16 図 印加電圧のちがいによる SS の変化。  $p = 2$  mm,  
 $\delta = 5$  cm, 逆配置, 正極性。

3・16 図 (a), (b), (c) はそれぞれ 6.90, 8.28, 9.66 kV/cm, 才 3・17 図 (a), (b), (c), (d) はそれぞれ 9.66, 7.59, 6.93, 6.55 kV/cm となり, 両図に共通して, ギャップにおける平均電界が高いほど SS は顕著になる。既述のように, SS は PS と同一の径路をたどることを合せ考えれば, SS は PS の放電路がある臨界以上の電界(後述)の作用によって再発光したものであると考えられ<sup>(40)</sup>, これをもって SS の定義とする。なお上述の光および電流波形から明らかなように, 電流波形には, 光波形上の SS のパルスに対応するパルスは見当らない(<3・4・3>参照)。

### (b). 負極性

正極性の場合の SS は常に棒電極側から伸展するため, PS とは明瞭に識別できる。しかし負極性の場合には, 才 3・18 図に示すように様子が異なる。同図 (a) は PS がはじめて平板にとどく場合であるが,  $L_{x=3}$  の波形は正極性の場合の  $L_{x=0}$  と同様に 2 つのピーク (P および S) を持つ。また, 写真上の対応する部分 ( $x=3 \sim 5$  cm) で放電路が正極性の SS と同様に明るさを増している<sup>(41)</sup>ので, これは, 正極性の SS に対応する負極性の SS であると考えられる。平板上には正極性の場合の陰極点によく似た輝点がみられるが,  $V_g$  が高くなっても特に発達することがない点で陰極点とは異なる。才 3・18 図 (b) は  $V_g$  の高い場合で, SS の存在が一層はっきりみられる。同図の写真から明らかなように, 負極性の大きな特徴は, PS の放電路に沿って多数の輝点が現われることである。これらの輝点からの光波形も 2 つのピークを持ち(同図 (b) の  $L_{x=3}$  参照), SS であると思われる。これまでに報告されている負極性におけるチャンネル上の輝点<sup>(32)(41)</sup>は, このような SS であると考えられる。なお, 負針対平板ギャップにおけるストリーマの実験では, 鈴木氏<sup>(35)</sup>が低速 1 次, 高速 1 次, 2 次および 3 次ストリーマを区別し, 常安氏<sup>(34)</sup>らは 1 次拡散, フィラメント状および 2 次拡散ストリーマを区別しているが, 電極形状が異なるため, ただちに対応をつけることは困難である。



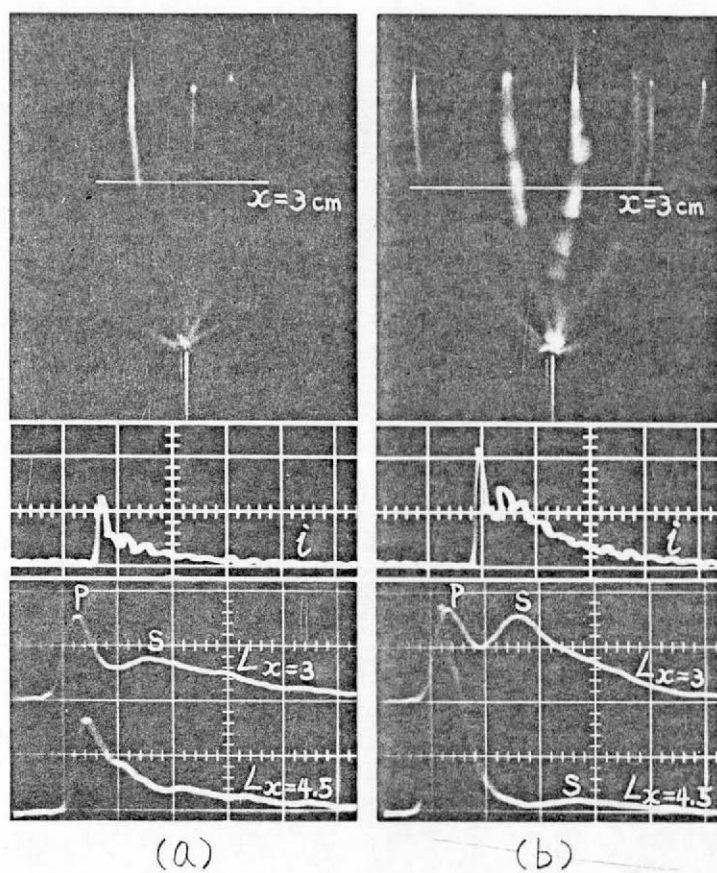
(a)  $\delta=5\text{cm}$ ,  $V_p=48.3\text{kV}$ , 電流:  $1.48\text{A}$   
/div.,  $0.2\mu\text{s/div.}$ , 光:  
 $0.1\mu\text{s/div.}$

(b)  $\delta=10\text{cm}$ ,  $V_p=75.9\text{kV}$ , 電流:  $1.48\text{A}$   
/div.,  $0.2\mu\text{s/div.}$ , 光:  
 $0.1\mu\text{s/div.}$

(c)  $\delta=15\text{cm}$ ,  $V_p=104\text{kV}$ , 電流:  $1.48\text{A}$   
/div.,  $0.5\mu\text{s/div.}$ , 光:  
 $0.1\mu\text{s/div.}$

(d)  $\delta=20\text{cm}$ ,  $V_p=131\text{kV}$ , 電流:  $1.48\text{A}$   
/div.,  $0.5\mu\text{s/div.}$ , 光:  
 $0.2\mu\text{s/div.}$

オ3・17図 ギャップ長によるSSの変化。  $\rho=2\text{mm}$ , 逆配置, 正極性, 50% FOV印加。



(a)  $V_s$  の低い場合。

(b)  $V_s$  の高い場合。

才3.18図  $V_s$  のちがいによる負極性SSの変化。 $\rho=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$ , 逆配置,  $V_p=82.8\text{ kV}$ , 電流:  $2.47\text{ A/div.}$ ,  $50\text{ ns/div.}$ , 光:  $50\text{ ns/div.}$

### <3.4.2> 二次ストリーマからのフラッシュオーバー過程の観察

これまで平等電界を対象として Kerr cell カメラ<sup>(92)(93)</sup> またはイメージコンバータカメラ<sup>(44)(45)</sup> を用いて絶縁破壊現象の各段階における放電像をしらべた結果が報告されているが、不平等電界でリーダの発生を伴わない程度の短ギャップについての同様の報告はみられず、PM管を用いた報告があるのみである。それによれば、SS がギャップを橋絡する場合の現象は、PS, SS, 主ストロークの順に進展する。ここでは印加電圧（波頭長約 20 ns の急峻波頭波）をさい断することによって、不平等短ギャップにおける絶縁破壊の進展過程を静止写真によって観察し、特にその極性による相違をしらべ、平等電界の場合と比較する。

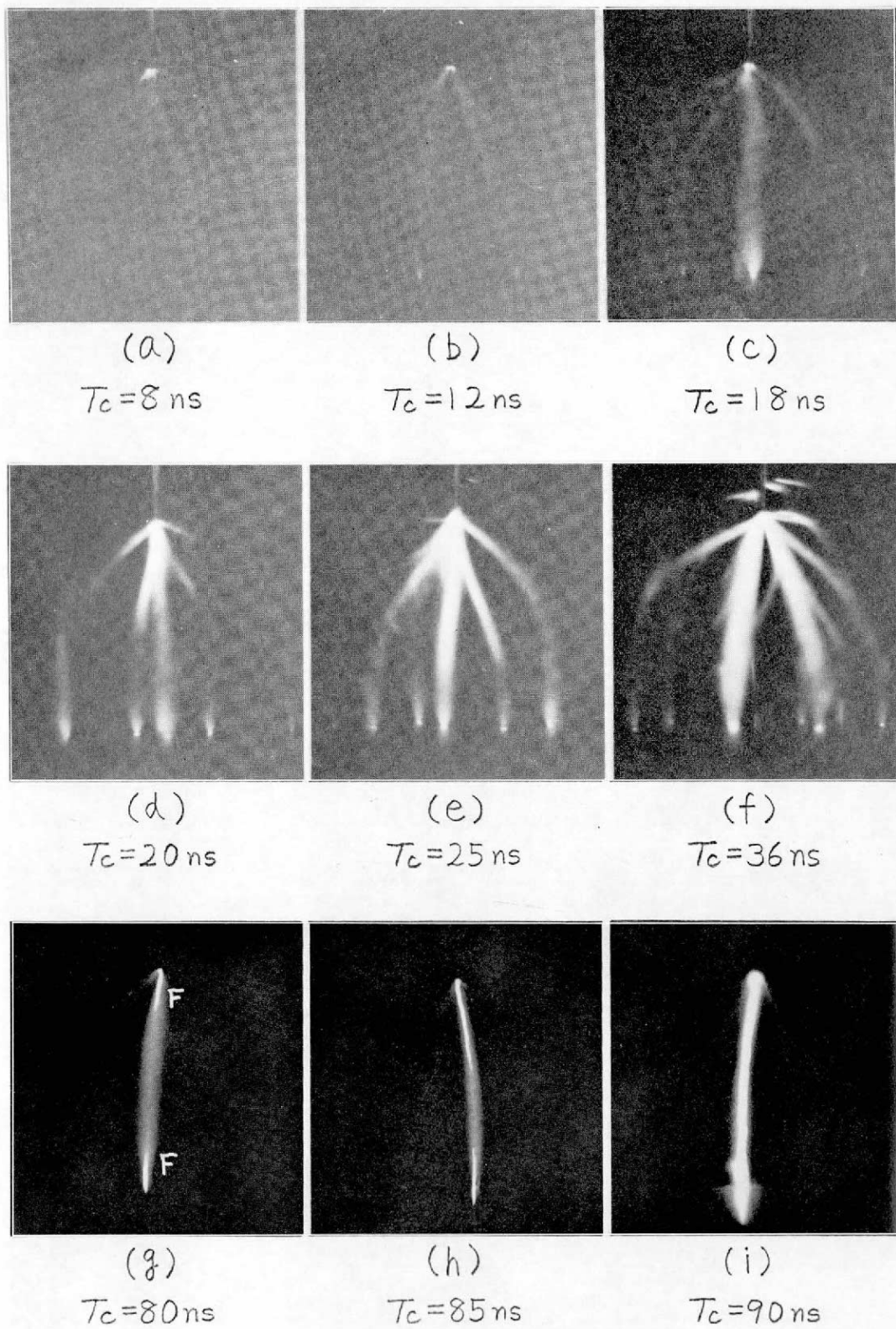
強く歪んだ不平等電界では、通常、SS は数 mm しかギャップ中に伸展しない（前節参照）。しかし、インパルス電圧の立上りを急峻にして波高値を高くすると、SS は陰極に到達するようになる。そのときの印加電圧は供試ギャップに対して相当な過電圧となるから、印加電圧をさい断しなければ必ず F0 に至るが、さい断までの時間をうまく調整すれば、PS の発生から F0 に至る全過程をしらべることができる。この方法で得られる写真は、ギャップに電圧が印加されてからさい断されるまでの間に生じた現象の積分像であって、さい断時の瞬間像とは異なる。本節では、この静止写真の他には印加電圧波形のみを測定したが、これから、印加電圧波高値  $V_p$  とさい断時間  $T_c$  が得られる。供試ギャップは本節においてのみ  $\rho = 0.5 \text{ mm}$ ,  $\delta = 3 \text{ cm}$  の円錐対平板電極を正配置で用いる。  $V_p$  は正、負とも 80 kV である。  $T_c$  としては、便宜上、印加さい断波電圧波形の半値幅を採用する。

#### (a). 正極性

実験結果をオ 3・19 図に示す。50% FOV は 47 kV であり、 $V_p = 80 \text{ kV}$  は過電圧率  $\Delta = 70\%$  に相当する。

陽極からはまず PS が伸び出してくる（同図(a)）。同図(b)は  $T_c = 12 \text{ ns}$  で PS がちょうど平板に到達しており、その平均伸展速度は  $2.5 \times 10^8 \text{ cm/s}$  となる。PS が平板に到達した点には陰極点が形成される（同図(c)）。ほとんど





オ3・19図 SSによるギャップ橋絡時のフラッシュオーバー現象。  
正極性，円錐対平板，正配置， $\rho = 0.5 \text{ mm}$ ， $\delta = 3 \text{ cm}$ ， $V_p = 80 \text{ kV}$ 。

同時に陽極側から SS が伸展しはじめる (同図 (d))。SS はさらに伸展をつづけ (同図 (e))， $T_c = 36 \text{ ns}$  で平板に到達するとともに (同図 (f))，陰極点は発達して ( $<3 \cdot 3 \cdot 3>$  参照) 著しくその明るさを増す。SS の平均伸展速度は  $1.5 \times 10^8 \text{ cm/s}$  で、その放電路は時間とともに明るくなる。このような状態は  $T_c = 70 \text{ ns}$  になるまで続き、 $T_c = 80 \text{ ns}$  で SS の放電路の内部に細くて強く輝くチャンネルが形成されはじめる。このチャンネルは、その形状からみて、フィラメント状グロー<sup>(45)</sup> (以下 FG と略す) であると思われる。それは陽、陰両極からほとんど同時に発生し (同図 (g) の記号 F)，それぞれギャップ中を伸展するが、陽極からの方がよく伸びる (同図 (h))。写真フィルム上の像の黒化部分から求めた伸展中の FG の直径は  $0.3 \sim 0.6 \text{ mm}$  であり、先端ほど細く、その開始から約  $10 \text{ ns}$  でギャップを橋絡してアークに移行し (移行中の現象はこの実験では捕えられていない)、破壊は完了する (同図 (i))。

#### (b). 負極性

実験結果をオ 3・20 図に示す。この場合の 50% FOV は  $61 \text{ kV}$  であり、 $V_p = 80 \text{ kV}$  は  $\Delta = 30\%$  に相当する。

PS はまず陰極から伸展を始める (同図 (a))。陰極近傍で PS の輝度は少し大きい、それ以外の部分は正極性の場合に比べて暗い。PS は  $19 \text{ ns}$  で平板に到達するので (同図 (b))，その平均伸展速度は  $1.6 \times 10^8 \text{ cm/s}$  である。また平板に近い部分で PS の光が少し強い。さい断時間  $T_c$  が長くなると、PS の放電路全体が明るくなる (同図 (c))。それは、正極性の場合と同様に円錐電極側から明るいチャンネルが伸展するようにも見えるが、正極性の場合よりも不明瞭であり、写真ではむしろ PS の放電路全体が一様に明るさを増すようである。ただし平板から約  $5 \text{ mm}$  離れた部分はやや暗い (同図 (d))。このような状態は  $T_c \approx 40 \text{ ns}$  まで継続するが (同図 (e))，その後この暗い部分は消滅するとともに放電路はますます明るくなり (同図 (f))，すでに SS の段階に入っているものと思われる。平板上には少し光の強い点が形成されるが、以後、特に発達することもなく、陰極点ほど重要な役割は果していないようである。 $T_c \approx 60 \text{ ns}$  になれば、陰極側から FG の形成が始まる (同図 (g))。そ

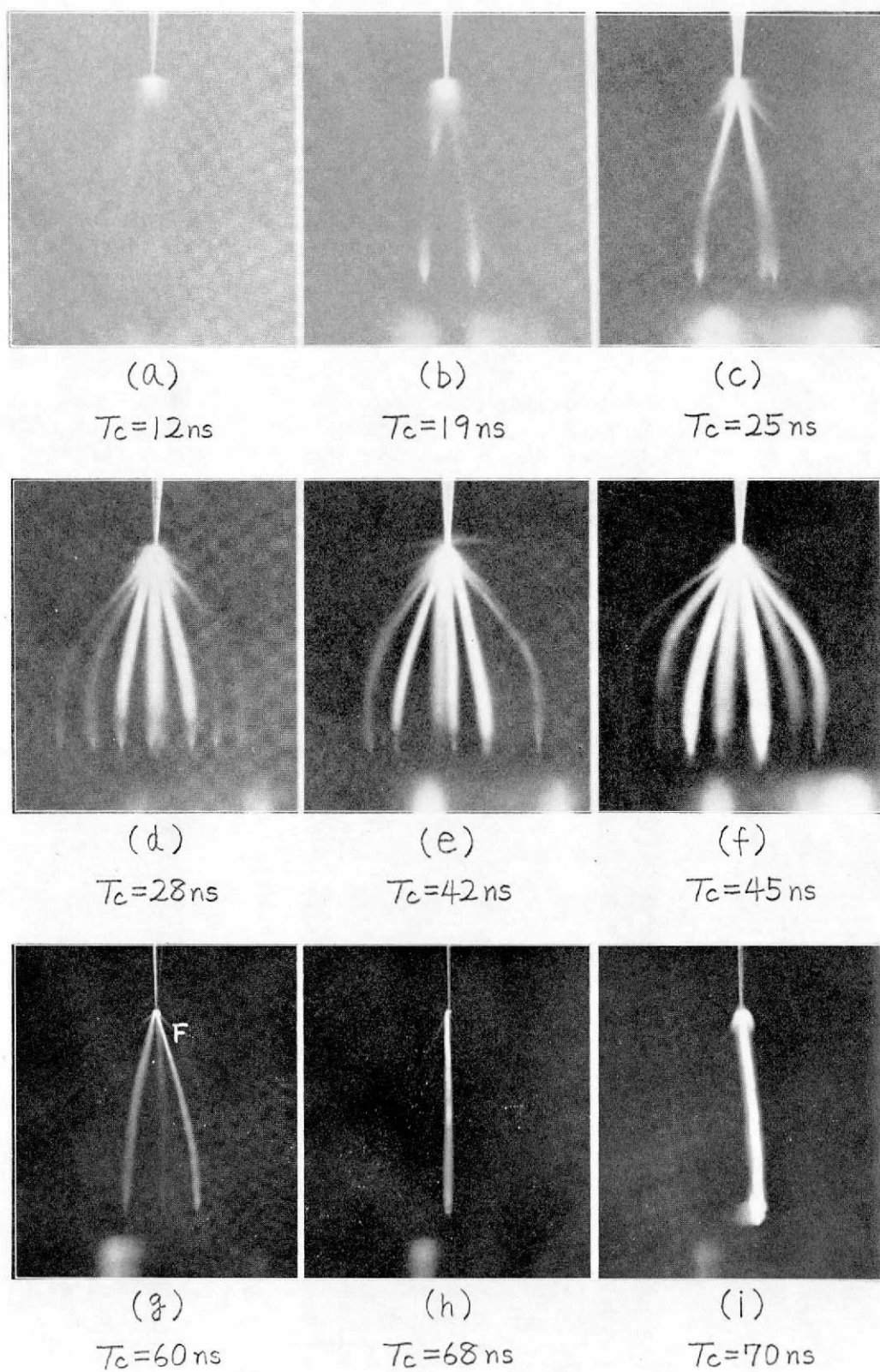


図3・20 図 SS によるギャップ橋絡時のフラッシュオーバー現象。

負極性, 円錐対平板, 正配置,  $\rho = 0.5 \text{ mm}$ ,  $\delta = 3 \text{ cm}$ ,  $V_p = 80 \text{ kV}$ 。



れは時間とともにギャップ中へ伸展するが、陽極側からは決して形成されない（同図(h)）。FGの直径は約0.5mmで、先端は細くならず、拡散的であり、開始後約10nsでギャップを橋絡するので（同図(i)），その伸展速度は $3 \times 10^8 \text{ cm/s}$ となる。

### (C)．正，負両極性および平等電界との比較

平等電界では，<sup>(42~44)</sup> PSとSSの区別およびストリーマの枝分れは観察されず，最初に拡散的なグロー状のチャンネルが発生した後，FGを経てアークに移行する。陰極面上には陰極点が形成され，<sup>(45)</sup> それにつづいてFGがまず陰極に形成され，陽極に向って伸展する。<sup>(42)</sup> 一方，本実験から，過電圧印加時の不平等電界短ギャップの破壊はPS，SS，FG，アークの順に進展する。PS，SSの放電路は拡散的であるが，FGおよびアークのそれは集束している。正，負両極性を比較すると，前者はPSの数がはるかに多く，またPSの枝分れがみられるが，後者にはそれがみられない。PSの発生する空間的な広がりも，正極性の方が広い。SSは，正極性では陽極から陰極へ向う伸展が明瞭に観察されるが，負極性ではむしろPSのチャンネル全体が一様に明るさを増すようにみえる。正極性ではFGは陰，陽両極から同時に伸展し，その先端は細くなるが，負極性では，平等電界の場合と同様に陰極側からのみ伸展し，その先端は細くならず，拡散的に消滅する。なお負極性では印加電圧のさい断によって逆放電（Back discharge）の生じることが報告されており，<sup>(34)</sup> 本実験でも $\delta \geq 5 \text{ cm}$ でPSが平板に到達しない場合にはその発生が明瞭に認められるが，本節の場合には観察されていない。

### <3.4.3> 光波形と電流波形の比較

前節の結果から，SSは短ギャップの絶縁破壊進展過程における重要な一段階であるにもかかわらず，電流波形には，光波形上のSSのピークに対応するピークが存在しない（<3.4.1>参照）。本節では，この点についてさらに考察する。

## (a). 正極性

電子に比べて正イオンの移動度は小さいので、ストリーマの電流に占めるイオン成分を無視すれば、ストリーマの伸展に伴なって外部回路に生じる誘導電流  $i_s$  は、<sup>(46)</sup>

$$i_s = \frac{1}{V_0} \int_0^d n_x e v_x E_{sx} dx \quad \text{----- (3.1)}$$

ただし、 $V_0$ : 印加電圧、 $n_x$ : 位置  $x$  における電子数密度 ( $y$ - $z$  面内で積分した値)、 $v_x$ : 電子のドリフト速度、 $E_{sx}$ :  $x$  における外部印加電界、 $d$ : ギャップ長

Marode 氏<sup>(47)</sup> にならい、ストリーマの平板到達以降は携帯電流  $i_c = n_x e v_x = \text{const.}$  と仮定し、(3.1) 式を形式的に適用すれば、

$$i_s = n_x e v_x = i_c (\equiv i) \quad \text{----- (3.2)}$$

を得る。チャンネルの長さ  $dx$  内で消費される電力  $P_x dx$  は、

$$P_x dx = n_x e v_x E_x^2 dx = i E_x dx$$

ただし、 $E_x$ : 位置  $x$  における電界

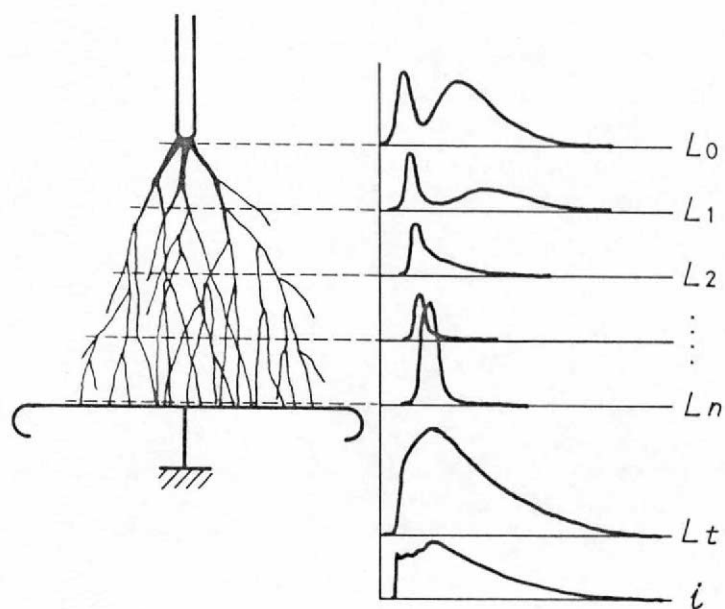
ここで、ある場所における光の強さ  $L_x$  はその場所における消費電力に比例すると仮定する。すなわち比例定数を  $A$  として、

$$L_x = A P_x$$

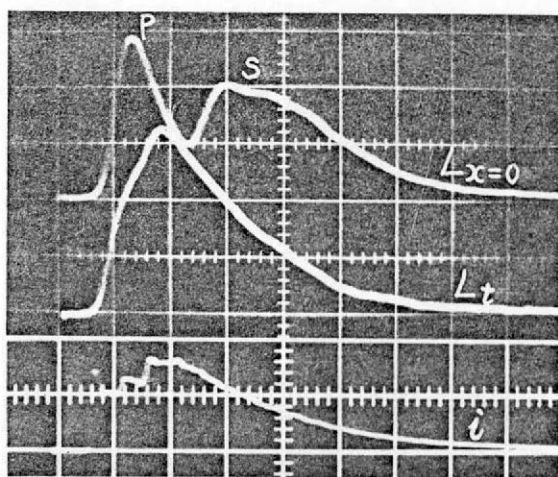
とすれば、ギャップ全体の光  $L_t$  は、

$$L_t = \int_0^d L_x dx = A \int_0^d P_x dx = A i V_0 \quad \text{----- (3.3)}$$

したがって、 $V_0$  が一定であれば、 $L_t \propto i$  となる。オ 3.21 図のように、ギャップを適当に区切るいくつかの点  $x=0, x_1, x_2, \dots, x_n$  において光波形状  $L_0, L_1, L_2, \dots, L_n$  を観測すれば、これらはいずれも単独ではその形状が電流波形  $i$  と一致しないが、 $\sum_{i=0}^n L_i = L_t$  は  $i$  と形状が一致するはずであ



オ3・21 図 光波形と電流波形の関係

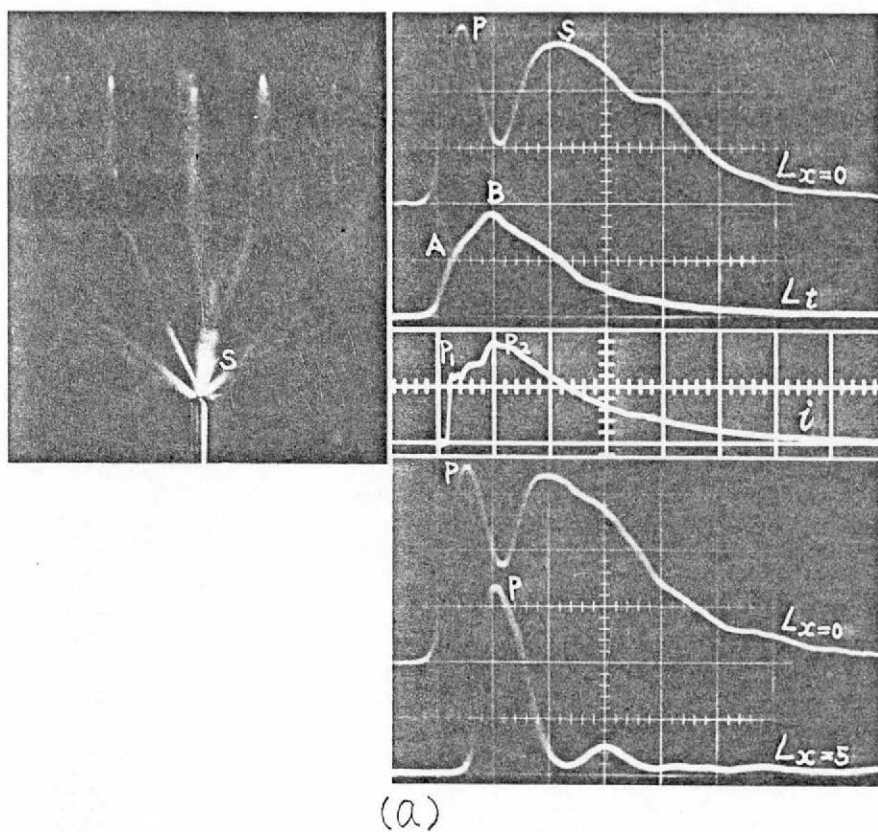


オ3・22 図 光波形と電流波形の比較。

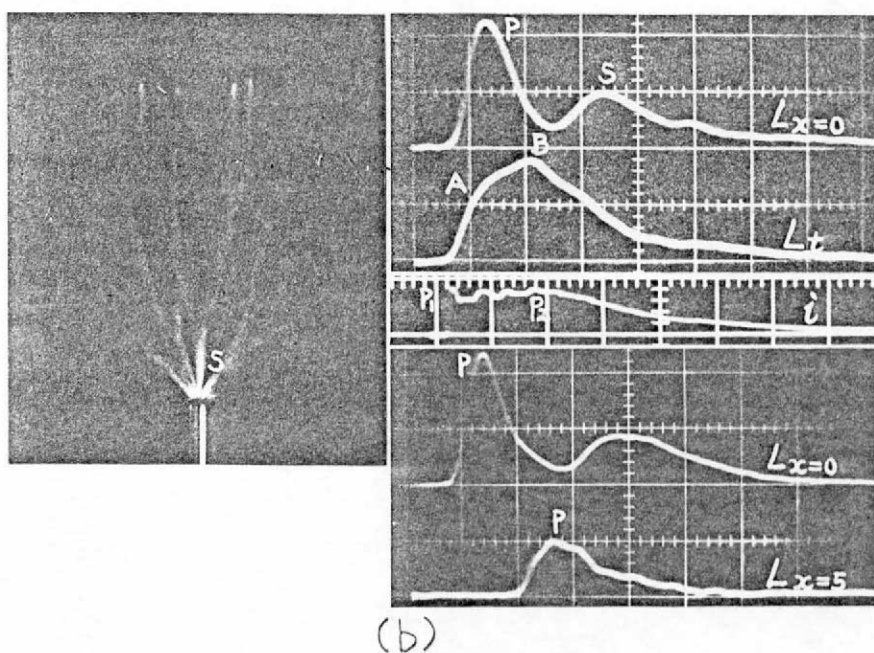
$\rho = 2\text{ mm}$ ,  $\delta = 5\text{ cm}$ , 逆配置ギャップ,  
正極性,  $V_p = 48.3\text{ kV}$ , 光:  $50\text{ ns/div.}$ ,  
電流:  $1.48\text{ A/div.}$ ,  $50\text{ ns/div.}$

る。オ3・22図は  $L_{x=0}$ ,  $L_t$ ,  $i$  の比較であって、既述のように  $L_{x=0}$  のうち SS に対応するオ2のピークは  $i$  の波形上に対応するピークをもたないが、 $L_t$  は、立上り部分を除けば  $i$  とよく一致する。(3・1)式によれば、立上り部分で相対的に  $i$  が  $L_t$  より大きいのは、電源から供給されるエネルギーのすべてがチャンネル中で消費されず、一部静電エネルギーとして蓄積されるためであると考えられる。

$L_t$  と  $i$  の波形は、印加電圧（波高値  $V_p$ ）によって一致のしかたが変化する。オ3・23図は  $V_p$  の変化に対する写真、電流、光波形の変化を示す。これらは2～3回の電圧印加で得られるデータをまとめたものである。同図(a)は  $V_p$  の高い場合で、オ1の波形  $L_{x=0}$  には PS, SS によるピーク P, S が存在する。オ2の波形  $L_t$  は、ピーク B に達する直前に、点 A の前後で立上りの勾配が異なる。 $L_t$  と  $i$  の波形は比較的よく一致する。立上り部分の両者の差異は、前述の理由の他に電流と光の測定系の応答時間の違いにもよると考えられる。同じギャップ条件、同じ印加電圧での光波形  $L_{x=0}$ ,  $L_{x=5}$  (オ4, オ5の波形) から、 $L_t$  における点 A, B 間の時間、および  $i$  における2つのピーク P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> 間の時間は、PS が棒電極先端に発生して平板に到達するまでの時間と一致する。オ3・23図(b), (c) は、同図(a)よりも  $V_p$  の低い場合である。同図(b)の場合、SS が(a)の場合よりもかなり弱い。これは光波形からも明らかである。また  $L_t$  における A, B 間は波形が平坦になる。 $L_t$  と  $i$  の対応も、立上り部分を除けばよく一致する。同図(c)は  $V_p$  がさらに低いため、光波形でも SS のパルスがほとんど現われていない。また  $L_t$  は、点 A が B から分離して別のピークを形成し、同図(b)の場合よりも  $i$  との波形の一致が悪い。図(b), (c) とともに A, B の現われる時刻は、 $L_{x=0}$  および  $L_{x=5}$  にピーク P の現われる時刻と一致する。すなわち  $L_t$  においてピーク A, B の現われる時刻をそれぞれ  $T_A$ ,  $T_B$  とすれば、 $T_c = T_B - T_A$  は PS がギャップを横切る時間となる。したがって、 $L_t$  における A と B の間の部分では、光波形の瞬時値が近似的に伸展中の PS 先端の発光の強さを表わしていると解釈できる。たとえば図(a)の場合には、A よりも B の方が振幅が大きい。これと同じ

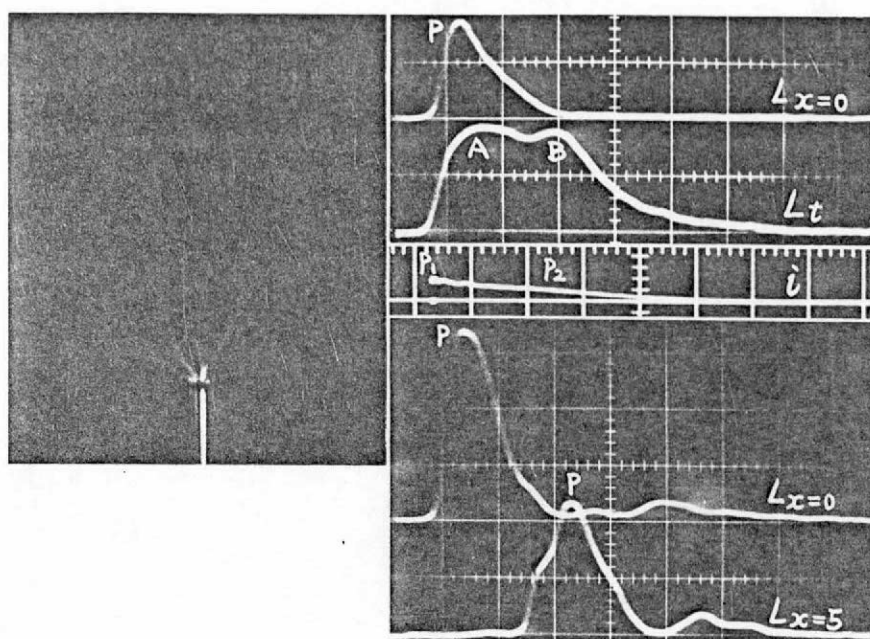


$V_p=48.3$  kV, 電流: 1.23 A/div., 50 ns/div., 光: 50 ns/div.



$V_p=41.4$  kV, 電流: 1.48 A/div., 50 ns/div., 光: 50 ns/div.

才3.23 図 印加電圧の相違による静止写真, 電流波形, 光波形の比較。  $P=2$  mm,  $\delta=5$  cm, 逆配置, 正極性。



(C)

$V_p = 38.0 \text{ kV}$ , 電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $50 \text{ ns/div.}$ , 光:  $50 \text{ ns/div.}$

オ3.23図 (前ページからのつづき)

オ3.6表 正極性におけるストリーマ発生瞬時電圧による諸量の変化(オ3.23図)。

図面記号 物理量	(a)	(b)	(c)
瞬時電圧	高	中	低
$T_B - T_A (L_t)$	30 ns	50 ns	80 ns
$T_B - T_A (i)$	35 "	70 "	100 "
$T_B(L_5) - T_A(L_0)$	30 "	60 "	95 "
$L_t$ と $i$ の一致	良	やや良	やや不良
SSパルス( $L_0$ )	大	中	小
SSパルス( $L_t$ )	現われる場合もあり	なし	なし
角 A	存在するがめだたない	顕著	顕著で、ピークBとは分離

条件下での、ギャップ軸に沿う PS の発光の強さの分布はオ 3・13 図 (b) に示されているが、PS が平板の近くまで伸展すると発光が強くなることと、上記の B が A より値が大きいこととが対応する。以上の点をまとめてオ 3・6 表に示す。

### (b). 負極性

負極性の場合の種々の  $V_g$  に対する静止写真、電流および光波形の同時測定例をオ 3・24 図に示す。(ギャップ条件は前図と同じ。また  $V_p$  は図全体を通じて同一。) 同図において、(a) ~ (d) の各図の  $V_g$  の間には  $V_g(a) < V_g(b) \approx V_g(c) < V_g(d)$  の関係がある。図 (a) は  $V_g$  が低いため、PS が平板に到達しない。 $L_t$  はピークから約 60 ns で急速に減衰しているのに対し、 $i$  は減衰するのに 200 ns を要している。同図 (b) は (a) に比べて  $V_g$  が高く、PS は平板に到達し、放電路の平板に近い部分が SS になっている。 $L_{x=0}$  は図 (a) の場合と異なり、急速な減衰の後に低いレベルの発光が約 150 ns 持続している。 $L_t$  も、ピークに達した後約 50 ns で一旦急速に減衰した後、さらに 100 ~ 150 ns かかって零にまで減衰する。電流波形の振幅は同図 (a) に比べて大きい、減衰時間は 200 ns で変らない。図 (c) は図 (b) と  $V_g$  がほぼ同じ場合であるが、 $L_{x=0}$  のかわりに  $L_{x=5}$  を測定している。 $L_{x=5}$  にピークの現われる時刻は、 $L_t$  の減衰が遅くなり始める時刻とよく一致する。すなわち、PS が棒電極先端に発生して平板に到達するまでの間、 $L_t$  の値は高いが、PS の平板到達後は  $L_t$  の値は低くなり、電流の減衰とともに減衰する。同図 (d) はさらに  $V_g$  が高い場合で、同図 (b), (c) に比べると  $L_t$  の波尾の部分のレベルが高くなり、立上りの部分を除けば  $i$  との波形の一致がよい。以上の点をまとめてオ 3・7 表に示す。

### (c). 正、負両極性の比較

正、負両極性とも、 $V_g$  の高いときは  $L_t$  と  $i$  の波形はよく一致するが、 $V_g$  が低くなると一致の程度は悪くなり、両極性とも、 $L_t$  の波尾の減衰が  $i$  のそれに比べて大きい。 $V_g$  が高いとき、PS がギャップ中を伸展する期間に対応する  $L_t$  の波形の振幅は、正極性では増大するが、負極性では減少する。



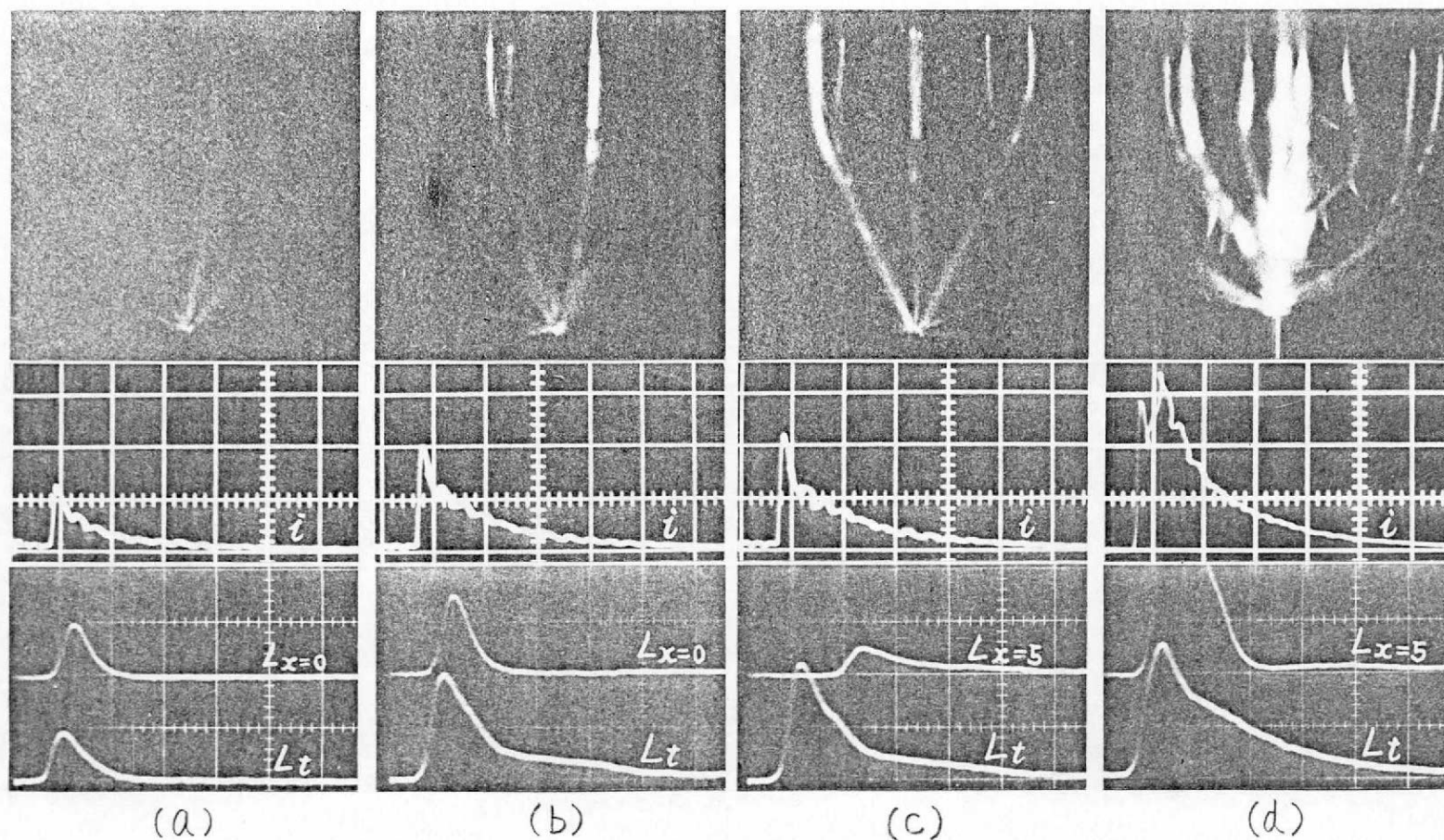


図 3.24 負極性における静止写真，電流，光波形の比較。 $\rho=2$   
 $\text{mm}$ ， $\delta=5\text{cm}$ ，逆配置。 $V_p$  はいずれも  $82.9\text{kV}$ 。PS 発生瞬時電  
 圧は， $V_{sa} < V_{sb} \approx V_{sc} < V_{sd}$ 。電流： $1.23\text{A/div.}$  (a~c) および  $2.47$   
 $\text{A/div.}$  (d)。掃引は電流，光ともすべて  $50\text{ns/div.}$



オ3・7表 負極性におけるストリーマ発生瞬時電  
圧による諸量の変化（オ3・24図）。

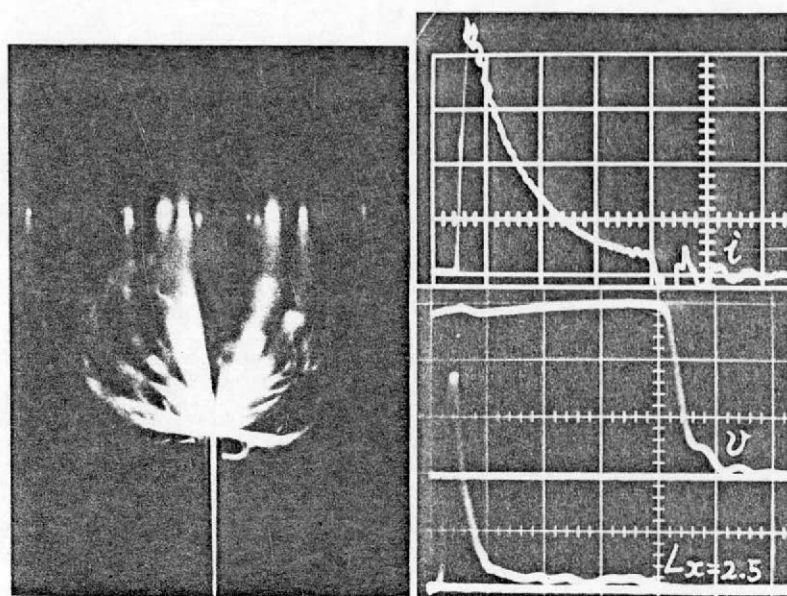
図面記号 物理量	(a)	(b)	(c)	(d)
瞬時電圧	低	中	中	高
早い減衰時間( $L_t$ )	50 ns	50 ns	50 ns	20 ns
遅い減衰時間( $L_t$ )	—	200 〃	200 〃	300 〃
減衰時間( $i$ )	200 〃	200 〃	200 〃	300 〃
$L_t$ 持続のレベル	低	中	中	高
$L_t$ と $i$ の一致	不良	やや良	やや良	良

#### <3・4・4> 2次ストリーマの電界強度

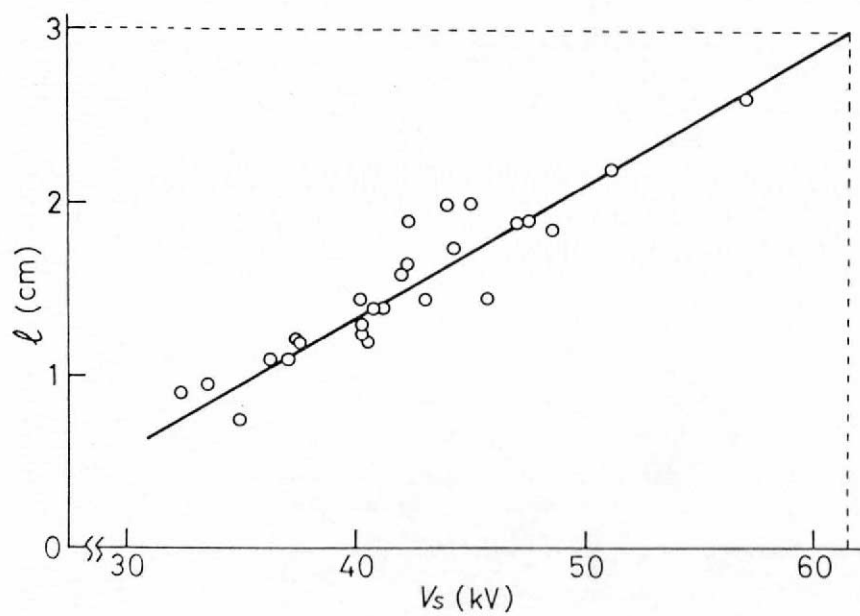
SSは必ずPSに伴なって発生し、<sup>(21)(40)</sup>その発生には電界が何らかの役割を果たしているものと思われるので、ここでSSの電界をPSの場合(<3・3・1>参照)と同様に、その長さと電位差によって推定する。正極性においてはSSは必ず陽極側から伸展するが、負極性ではPSの放電路に沿ってとぎれとぎれに発生し、SSの長さの測定には適当ではないので、ここでは正極性のみについて実験を行なう。

電極配置は  $\rho=2\text{ mm}$ ,  $\delta=3\text{ cm}$  の逆配置を用いる。印加電圧は、FOV以下では全波を、FOVを越える場合はさい断波を用いる。その場合、PSの発生からさい断までの時間が300 ns(SSの伸展に対して十分な時間)以下のものはデータから除外する。また電圧上昇率の影響を除くため、電圧波形の立上り部分でPSの発生したものもデータから除外する。過電圧率  $\Delta \geq 25\%$  の場合には波頭におけるPSの発生を抑えるため、急峻波頭( $T_f \approx 20\text{ ns}$ )のインパルス電圧を印加する。

測定時の静止写真、電流、電圧、光波形の例をオ3・25図に示す。また、測定結果をオ3・26図に示す。同図において、 $V_s$ とSSの伸び $l$ の関係は、この範囲では直線で近似できるので、この直線を $l=3\text{ cm}$ まで外挿すれば  $V_s=61.5\text{ kV}$  となる。SSのチャンネルに沿う電界が一定であると仮定すれ



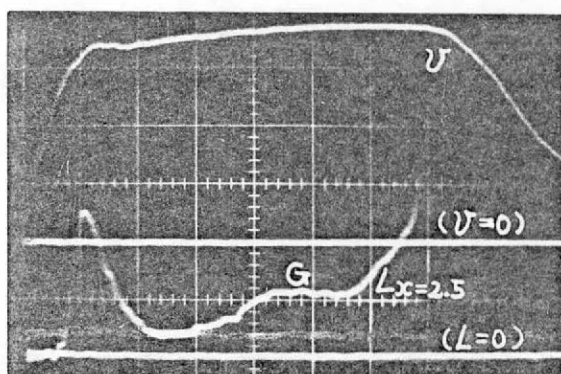
オ3・25図 過電圧さい断波印加時の静止  
写真，電流，電圧，光波形の測定例。電  
流：2.47A/div., 0.1 $\mu$ s/div., 電圧：17kV/  
div., 0.1 $\mu$ s/div., 光：0.1 $\mu$ s/div.



オ3・26図 2次ストリーマの発生瞬時電圧対伸展長  
特性。  $\rho=2$ mm,  $\delta=3$ cm, 逆配置, 正極性。

ば、 $V_s/\delta = 20.5 \text{ kV/cm}$ を得る。この値はMeyer氏<sup>(48)</sup>によって求められた過渡グローの陽光柱の電位傾度とほぼ一致する。

PS は、その発光、電流、および電界の軸方向分布からみてグロー放電に類似しており、SS はその陽光柱に対応すると考えられている<sup>(47)</sup>。オ3・27図は、SS が平板に到達してF0に至るときの電圧および光波形の測定例である。光波形（平板から5mmの位置）は、PS のパルスの後に一定のレベルの発光が約100 ns 続いた後にF0による急増を示し、対応する電圧波形も急速に低下す



オ3・27図 F0に伴う電圧および光波形。 $\rho=2 \text{ mm}$ ,  $\delta=3 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p=69.0 \text{ kV}$ 。電圧:  $17 \text{ kV/div.}$ ,  $50 \text{ ns/div.}$ , 光:  $50 \text{ ns/div.}$

る。このギャップ条件では、SS が平板に達した時点での電流値は約2 Aであり、写真から、直径約4 mm のSS が平均3本発生するので、電流密度は  $5.3 \text{ A/cm}^2$  となる。20 kV/cm の電界の下で電子のドリフト速度は約  $10^6 \text{ cm/s}$  であるので、<sup>(49)</sup> SS チャンネル中の電子密度は  $3.3 \times 10^{13} / \text{cm}^3$  となる。これは、アークチャンネル中の電子密度より3桁低く、グローのそれに一致する<sup>(50)</sup>。SS の電界は約20 kV/cm であるが、これは、衝突電離係数  $\alpha$  と電子付着係数  $\eta$  がほぼ等しい<sup>(51)</sup>ことを意味しており、チャンネル内において荷電粒子の損失を補う程度の電離が可能である。したがってこのデータからも、PS の放電路のうち、臨界値(20 kV/cm)以上の電界の作用によって再発光した部分がSSであ

と考えることができる（〈3・4・1〉参照）。

### 〈3・4・5〉陰極の効果

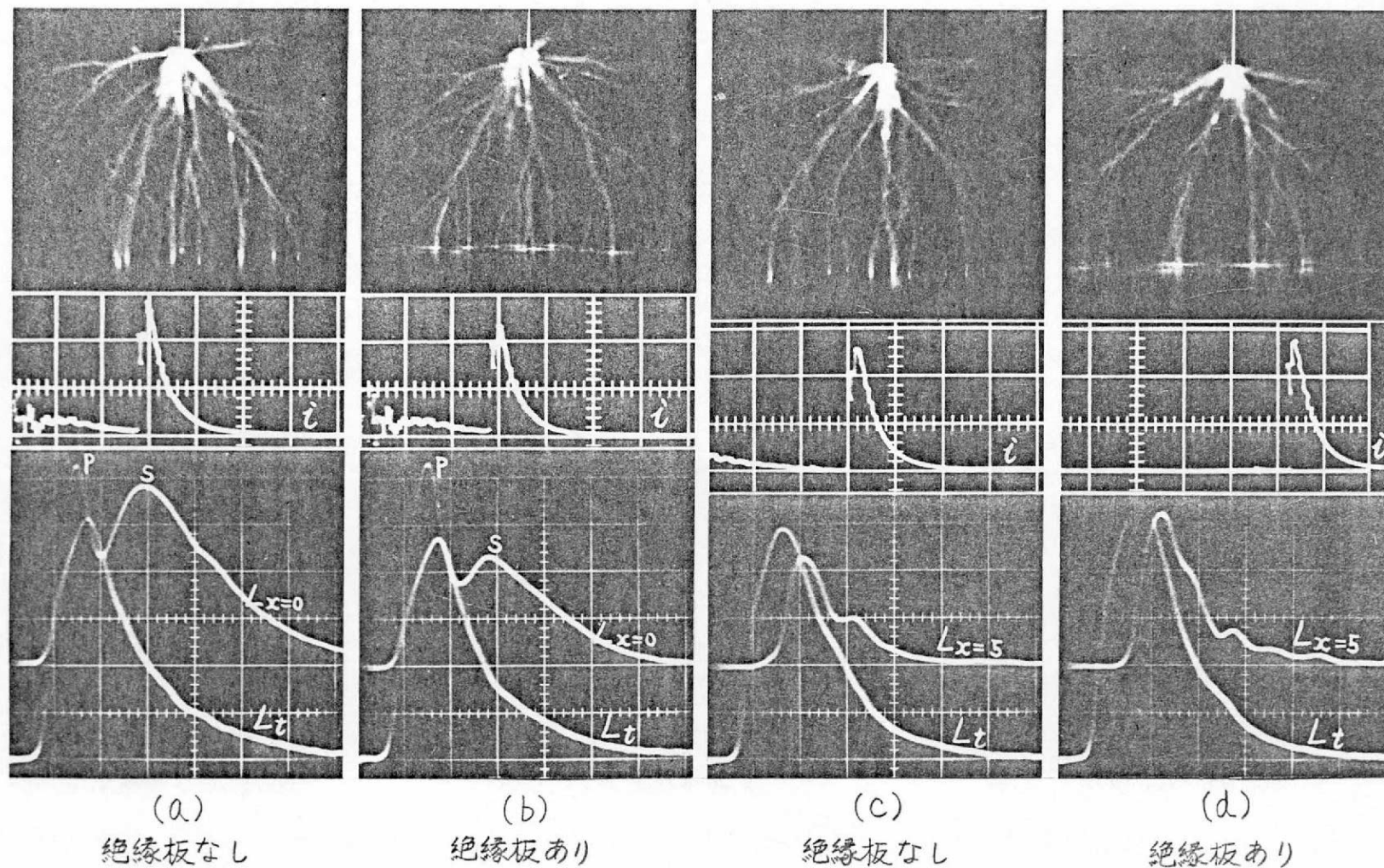
Hudson 氏<sup>(21)</sup>らおよび Dawson 氏<sup>(22)</sup>の報告によれば，短ギャップにおいて，正の PS が平板に到達するのとはほとんど同時に SS が伸展を開始するが，筆者も同様の実験結果を得ている（オ3・23 図参照）。これに関して以下の実験を行ない，SS の伸展に対する陰極の効果をしらべている。

オ3・28 図(a)は  $p=2\text{ mm}$ ， $\delta=5\text{ cm}$  の正配置ギャップに対する正極性インパルス電圧印加時の静止写真，電流波形  $i$ ，光波形  $L_{x=0}$  および  $L_t$  の同時測定例である。同図(b)は，図(a)と同じギャップの平板陰極を厚さ  $3\text{ mm}$  の絶縁板（アクリル板）で覆った場合であるが，図(a)と同様に SS が発生しており，SS の発生に対しては陰極からの電子放出が必ずしも必要ではないことを示している。ただしこれら両者は印加電圧波高値  $V_p$ ，PS 発生瞬時電圧  $V_s$  とも同じであるにもかかわらず，いくつかの相違がみられる。写真では，同図(b)より(a)の方が SS がよく伸び， $i$  も約 15% ピーク値が大きい。 $L_t$  は両者ほとんど同じであるが， $L_{x=0}$  における SS に対応するパルスは，絶縁板のある場合の方が小さい。

オ3・28 図(c)，(d)は， $L_{x=0}$  のかわりに平板または絶縁板直前における光波形  $L_{x=\delta}$  を用いて同様の比較をしたものであって，陰極近傍の発光には特に違いはみられない。

以上の結果から，PS と SS の段階では，陰極は単にギャップ空間に電界を作り出す作用をしているだけで，放電現象の進展に対して特に重要な役割は果たしていないようにみえる。ただし，陰極を絶縁板で覆うと，絶縁板のない場合に比べて PS の発生確率が著しく減少する。実験に際し，電圧印加のたびに接地された金属ブラシで絶縁板の表面の残留電荷を掃き消したが，消し残った電荷が永久電界を生じてギャップ中の負イオンを吸着してしまうのがその原因であると思われる。

PS チャンネル内の電界はほぼ一定でかつ低いと考えられるから（〈3・3・1



オ3・28図 陰極を絶縁板(厚さ 3 mm のアクリル板)で覆うことによ  
る静止写真, 電流, 光波形の変化。  $p=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$ , 正配置,  
正極性,  $V_p=52.5\text{ kV}$ 。電流:  $1.48\text{ A/div}$ ,  $0.2\text{ }\mu\text{s/div}$ , 光:  $50\text{ ns/div}$ 。

>), 印加電圧が充分高くなれば, PS の先端はかなり高い電位をもって陰極に到達すると思われる。陰極からは  $\gamma$  作用によって電子が放出されるが<sup>(47)</sup>, それによって PS 先端の電位が低下すると, 陰極からの電子放出は停止する。しかし陰極が絶縁板で覆われている場合には PS 先端の電荷が中和されず, 高い電位のまま残るため, PS にかかる電位差が減少し, 電界が低くなる。その結果, 才3・28図のように SS が弱くなるものと思われる。

### §3.5 要約

本章においては, 棒対平板ギャップを対象として, 1次および2次ストリーマのもつ物理的特性, ならびに2次ストリーマがギャップを橋絡する場合のF0過程を以下のように実験的に明らかにした。

- (1) 1次ストリーマ(PS)のチャンネル中の電界強度は, 正極性では  $4.1 \sim 4.8 \text{ kV/cm}$  ( $\delta = 5 \sim 20 \text{ cm}$ ), 負極性では  $8.6 \sim 10.3 \text{ kV/cm}$  ( $\delta = 5 \sim 10 \text{ cm}$ ) で, 負は正の約2倍である。また PS の伸展に伴って, 負極性では正の場合に比べて6~7倍のエネルギー(約  $10^2 \text{ J}$ ) がギャップに注入される。
- (2) PS チャンネル中の荷電粒子密度は, 正および負極性に対してそれぞれ約  $1 \times 10^{12}$ ,  $3 \times 10^{12} \text{ 個/cm}^3$  で,  $\delta$  の変化に対しほぼ一定である。
- (3) 2次ストリーマ(SS)は, 静止写真上では PS より明るく輝く拡散的なチャンネルとして観察される。その径路は, 正, 負とも PS のそれと一致し, 光波形では PS のパルスにつづく緩やかなオ2のピークがこれに対応するが, 電流波形では SS に対応するピークは現れない。
- (4) SS は, 正極性では陽極端で発生して陰極へ向って伸展するが, 負極性では陰, 陽両極の他にギャップ中間にも輝点状に発生する(この輝点からの光波形も2つのピークをもつ)。
- (5) SS は必ず PS と対になって現われ, その対についてみると, ギャップ全

体の光波形と電流波形はその形状がよく一致する。

- (6) SS のチャンネル中の電界は約  $20 \text{ kV/cm}$  で、電離が可能な値である。また SS チャンネル中の電子密度は約  $3 \times 10^{13} \text{ 個/cm}^3$  で、グロー放電のそれと一致する。SS がギャップを橋絡すると、正極性では陰、陽両極から、負極性では陰極からフィラメント状グローが伸展し、それによるギャップの橋絡で FO となる。

#### 〔補注1〕

本論文における実験はすべて室内空気中で行なわれており、大気状態は、気温  $7.5 \sim 30.7^\circ\text{C}$ 、気圧  $754 \sim 768 \text{ Torr}$ 、湿度  $59 \sim 90\%$  の範囲に入っている。この範囲では、放電特性に対する影響は高々  $2\%$  であるので、本文ではこれらによる補正は行なわない。

#### 〔補注2〕

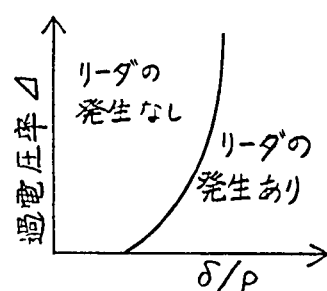
1 次ストリーマの長さは以下の方法によって測定した。まず予備実験として、棒電極に接してギャップ軸に平行にアクリル板を置き、電圧を印加してストリーマを発生させ、その先端の位置を目視測定する。つぎにアクリル板を取り外し、粉末図形によってストリーマ先端の位置を測定する。粉末図形と目視による測定を比較したところ、個々の目視測定には最大  $10 \text{ mm}$  程度の誤差があること、多数回の測定により誤差は互いに打ち消し合うことが確かめられた。以上の予備実験の後、アクリル板のない状態で、目視だけで長さを測定した。

## オ 4 章      リーダの発生とその伸展

### §4.1 概説

本章では、前章に引きつづき、絶縁破壊前駆現象のうち二次ストリーマより後の段階、すなわちリーダの発生と伸展の過程を前章と同様の手段により観察している。

ギャップ長  $\delta$  と棒電極先端半径  $\rho$  の比  $\delta/\rho$  が大になれば、オ4.1図に示すように、リーダによるギャップ橋絡の後にFOに至る現象が生じるようになる。ここではこのようなリーダの発生に対し、電圧印加後、最初のストリーマより遅れて発生するストリーマ（以下、本文ではこれを遅発ストリーマと呼ぶ）が重要な



オ4.1図 リーダの発生領域（概念図）

役割を果たすことを見出している。すなわち遅発ストリーマの電流値が零にまで減衰しないうちに次々とくり返し発生するとき、リーダチャンネルが形成される。リーダは、その先端からたえず新たなストリーマ群を発生しつつ伸展する。ここでは、このリーダ伸展段階における光波形と電流波形を比較し、またリーダ先端から発生するストリーマの径路や、リーダ伸展に伴う陰極到達ストリーマ数の変化を調べ、陰極面に絶縁板を置くことによって短ギャップにおけるリーダの自己伸展性を確かめている。

ストリーマやリーダの伸展に伴って空間電荷が発生することはよく知られているが、ここでは、前章の測定手段の他に球プローブを用いることにより、ストリーマ発生からFO後に至るまでの過程における空間電荷の変化を測定している。ここで用いるプローブは、従来の測定法とは異なり、ストリーマが到達しないように電極から遠距離に置いた球からなり、誘導電荷成分だけを検出できる特徴がある。



## §4.2 遅発ストリーマ

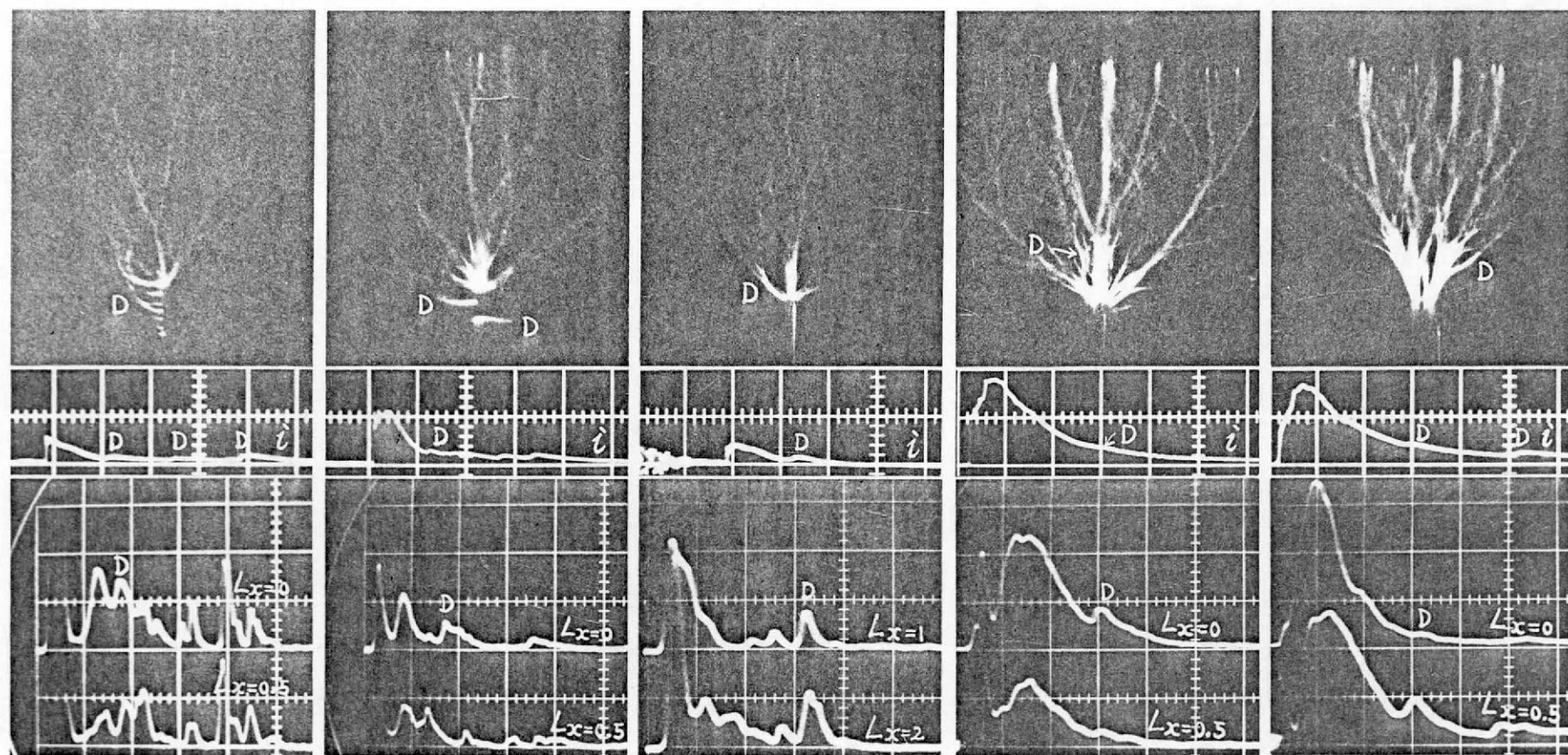
### <4.2.1> 正極性

逆配置ギャップで  $\delta=5\text{ cm}$  一定の下に,  $\rho=0.5, 1, 2, 4, 7.5\text{ mm}$  に変えつつ 50% FOV 相当の正極性インパルス印加したときの電流波形に現われる特徴を分類すれば以下のようなになる<sup>(19)</sup>。

- (1) 電流パルスが1つだけ出現 (NF0)
- (2) 最初の電流パルスに続いて, 1~5個程度の小さいパルスが出現 (NF0)
- (3) 多数のパルスが現われ, 電流は漸増 (F0)

オ4.2 図には(2)の場合の静止写真, 電流波形, 光波形の同時測定例を示す。前掲のオ3.16, 17 図は(1)の場合に相当する。これら三者の多数回の比較から, 電流波形上のオ2以降のパルスは, 写真上の棒電極近傍の強く輝く部分(以下 D部と略記する), および光波形上のオ3以降のパルスに対応する(オ4.2 図中の符号 D)。  $\rho=0.5, 1\text{ mm}$  の場合, この一連の電流パルスに対応する D部は, その発生場所が棒電極先端の半球部分から棒電極円筒部分へ時間とともに移動するが,  $\rho \geq 2\text{ mm}$  では, 最初の電流パルスに対応する PS と同じ位置に重畳して発生することが多い。

$\rho=2\text{ mm}$  一定の条件の下に,  $\delta=5, 10, 15, 20\text{ cm}$  に変えた場合の同様の測定例をオ4.3 図に示す。前図と同様に, 電流波形上のオ2以降のパルスは, 写真上の D部, および光波形上のオ3以降のパルスと対応する。この種のパルスの出現時における棒電極先端付近の発光の移動をオ4.4 図に示す。 $\delta=5\text{ cm}$  のときには光波形が複雑なために D部の空間的な動きを光波形から追跡することは困難であるが(同図(a)),  $\delta=15\text{ cm}$  ではその動きが明瞭に表われる(同図(b)の矢印)。写真, 電流, 光波形の照合から, D部の発光は, 当初発生する PS および SS より遅れて発生する1組の PS および SS であると考えられる(同図(b)の  $L_{x=0.5}$  参照)。本文では, この遅れて発生する PS と SS をまとめて遅発ストリーマ(以下 DS と略記)と呼ぶことにする。同図(b)の光波形から明らかなように, DS は, ギャップ空間から棒電極へ向う発光波



(a)  $\rho = 0.5 \text{ mm}$ ,  $V_p = 57.0 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2 \mu\text{s/div.}$

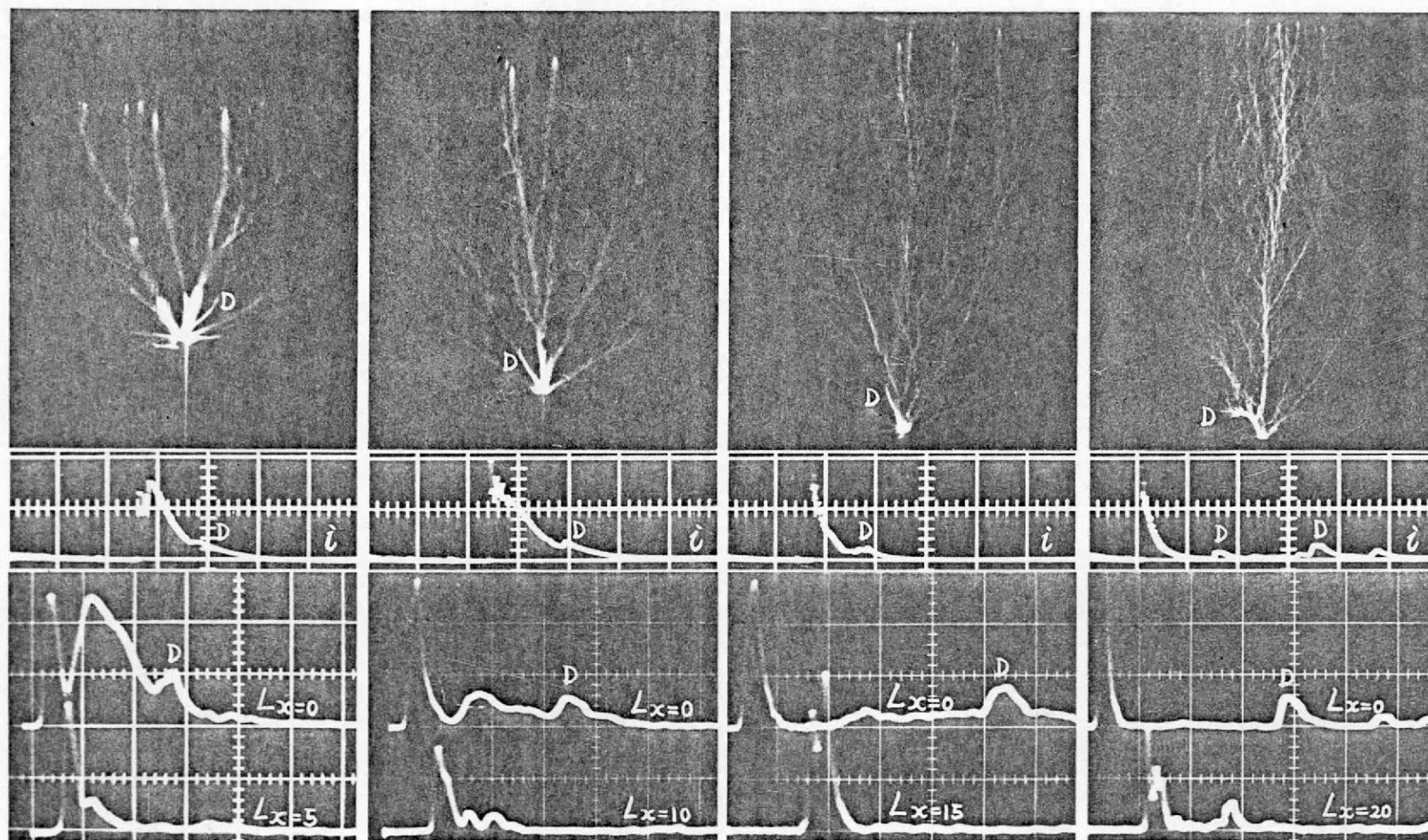
(b)  $\rho = 1 \text{ mm}$ ,  $V_p = 57.0 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2 \mu\text{s/div.}$

(c)  $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $V_p = 55.2 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$

(d)  $\rho = 4 \text{ mm}$ ,  $V_p = 51.5 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  $0.1 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$

(e)  $\rho = 7.5 \text{ mm}$ ,  $V_p = 57.0 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  $0.1 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$

才 4.2 図  $\rho$  の違いによる静止写真, 電流, 光波形の変化。  $\delta = 5 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性。



(a)

$\delta = 5 \text{ cm}$ ,  $V_p = 48.3 \text{ kV}$ ,  
電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \text{ } \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \text{ } \mu\text{s/div.}$

(b)

$\delta = 10 \text{ cm}$ ,  $V_p = 75.9 \text{ kV}$ ,  
電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \text{ } \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \text{ } \mu\text{s/div.}$

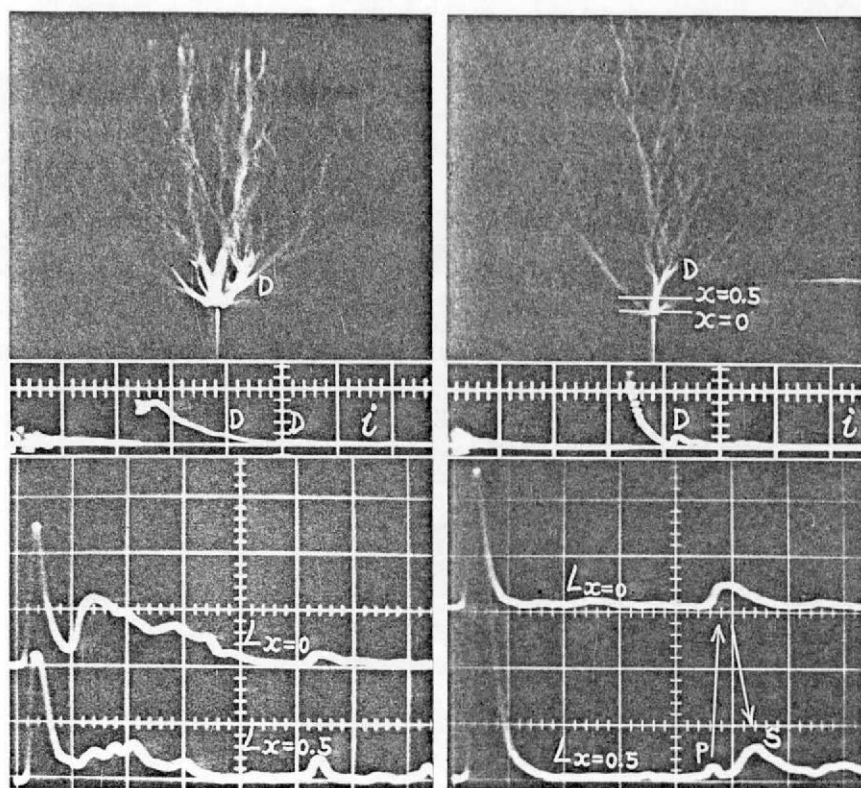
(c)

$\delta = 15 \text{ cm}$ ,  $V_p = 104 \text{ kV}$ ,  
電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \text{ } \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \text{ } \mu\text{s/div.}$

(d)

$\delta = 20 \text{ cm}$ ,  $V_p = 131 \text{ kV}$ ,  
電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \text{ } \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2 \text{ } \mu\text{s/div.}$

オ 4.3 図  $\delta$  による遅発ストリーマの写真, 電流, 光波形の変化。  $P = 2 \text{ mm}$ , 逆配置ギャップ, 正極性。



(a)

$\delta = 5 \text{ cm}$ ,  $V_p = 48.3 \text{ kV}$ , 電  
流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ ,  
光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$

(b)

$\delta = 15 \text{ cm}$ ,  $V_p = 104 \text{ kV}$ , 電  
流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu\text{s/div.}$ ,  
光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$

オ 4.4 図 DS の発生に伴う発光の移動。P  
= 2 mm, 逆配置, 正極性。

(P) と, 同じ径路を逆に伸展する発光波 (S) からなる。

オ 4.3 図と同一の条件で,

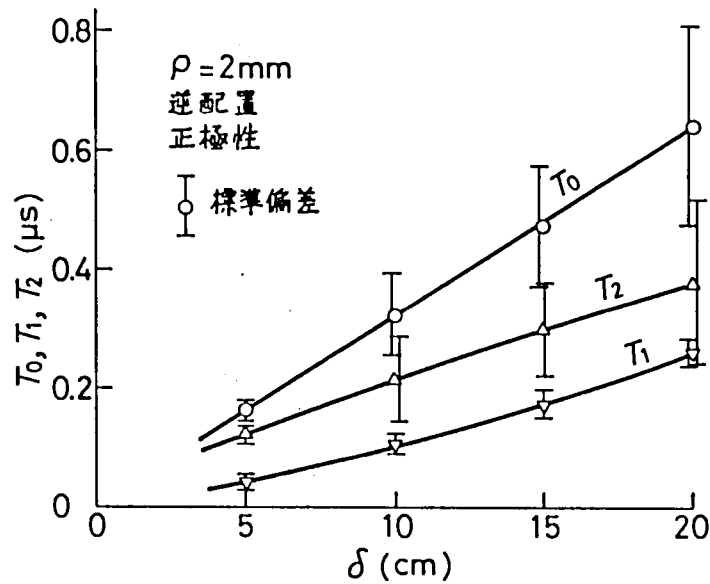
$T_0$ : 最初の PS の発生から DS の発生までの時間

$T_1$ : PS が発生してから平板に達するまでの時間

$T_2$ : PS の平板到達から DS の発生までの時間

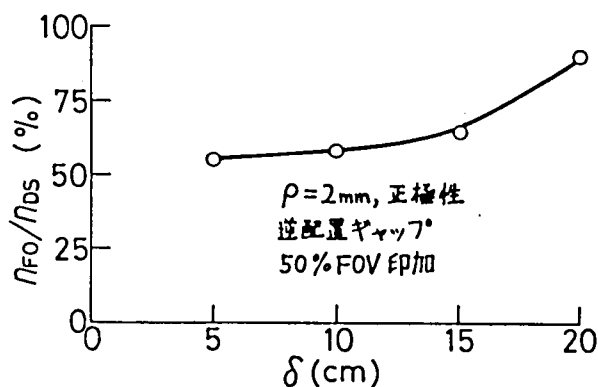
とする ( $T_0 = T_1 + T_2$ )。この測定範囲では,  $\delta$  に対する  $T_0$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  の変化は, オ 4.5 図のようにいずれもほぼ  $\delta$  に比例する。このうち  $T_1$  は, PS の速度が大幅に変わらないかぎり,  $\delta$  に比例する。 $T_2$  が  $\delta$  に比例することから, 以下に, 平板から棒電極へ向う波動について考えてみる。

オ 4.5 図から, 速度の次元を持つ量  $\delta/T_2$  の値を求めれば,  $4 \sim 5 \times 10^7 \text{ cm/s}$



オ4・5図  $\delta$  に対する  $T_0, T_1, T_2$  の変化

となる。これに対して、プラズマ中を伝搬する静電波の群速度の上限は電子の熱速度  $v_{th} = \sqrt{3kT_e/m_e}$  ( $k$ : ボルツマン定数,  $T_e, m_e$ : 電子の温度および質量) で与えられるが、 $T_e = 1 \text{ eV}^{(47)}$  のとき  $v_{th} = 5.9 \times 10^7 \text{ cm/s}$  となり、上の値に近い。筆者の実験では、 $x > 1 \text{ cm}$  の範囲でこれに対応する発光の移動は見出せなかったもので、そのような波動を考えると、それは電離や発光を伴わない弱いものであると思われる。オ4・3 図と同一条件下で 50% FOV を印加し、DS の発生回数  $n_{DS}$  に対する FO の回数  $n_{FO}$  の比  $n_{FO}/n_{DS}$  を求めると、オ4・6 図を得る。同図から、 $\delta$  が小さいとき  $n_{FO}/n_{DS}$  が小さく、DS の発生が FO に進展する確率は小さいが、 $\delta$  が大きいときは DS の発生がた



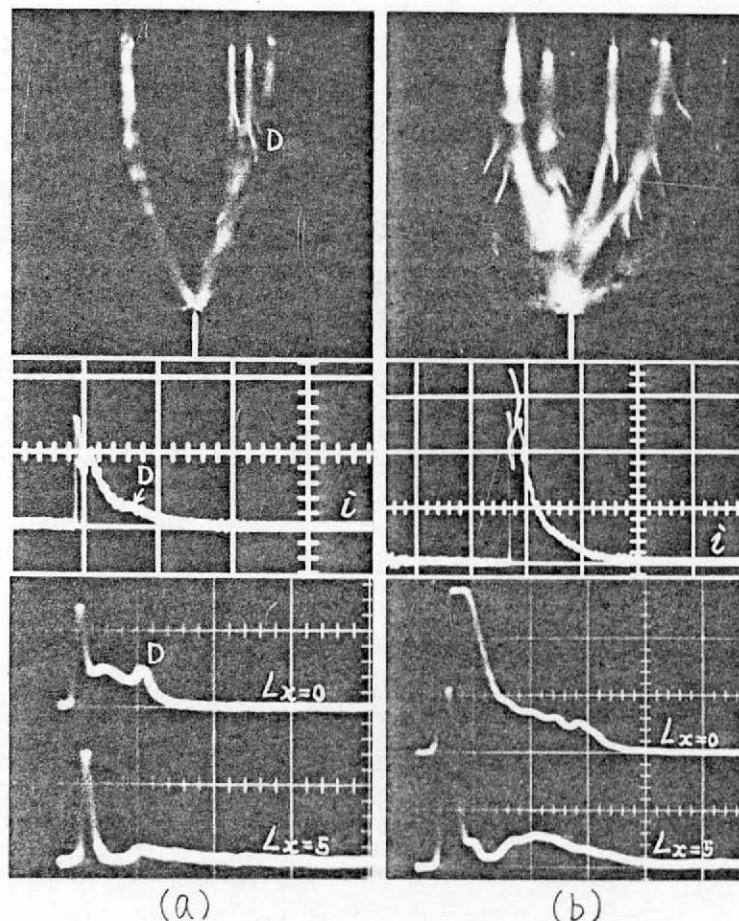
オ4・6図 DS発生数に対するFO数の割合(50% FOV印加時)。



だちにFOに進展する傾向にある。

#### <4.2.2> 負極性

負極性においても，50% FOV を印加すると DS の発生がみられる。オ4・7 図は  $\rho=2\text{mm}$ ， $\delta=5\text{cm}$  の逆配置ギャップに対する 50% FOV 印加の例を示す。電流波形上にオ2以降のパルスが現われると必ず静止写真にも DS が観察される。ただし逆に写真上で DS が観察されても電流波形上に対応するパルスが現われないことがあるが，その場合には最初の PS の電流パルスがきわめて大きい。オ4・7 図(a)は電流波形に独立したオ2のパルスのある場合，同図(b)は独立したパルスのない場合である。いずれの場合にも DS は最初の



(a)  
電流:  $2.47\text{A/div.}$ ,  $0.2\text{ }\mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2\text{ }\mu\text{s/div.}$

(b)  
電流:  $2.47\text{A/div.}$ ,  $0.2\text{ }\mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1\text{ }\mu\text{s/div.}$

オ4・7 図 負極性における遅発ストリーマ。

$\rho=2\text{mm}$ ， $\delta=5\text{cm}$ ，逆配置， $V_p=82.8\text{ kV}$ 。

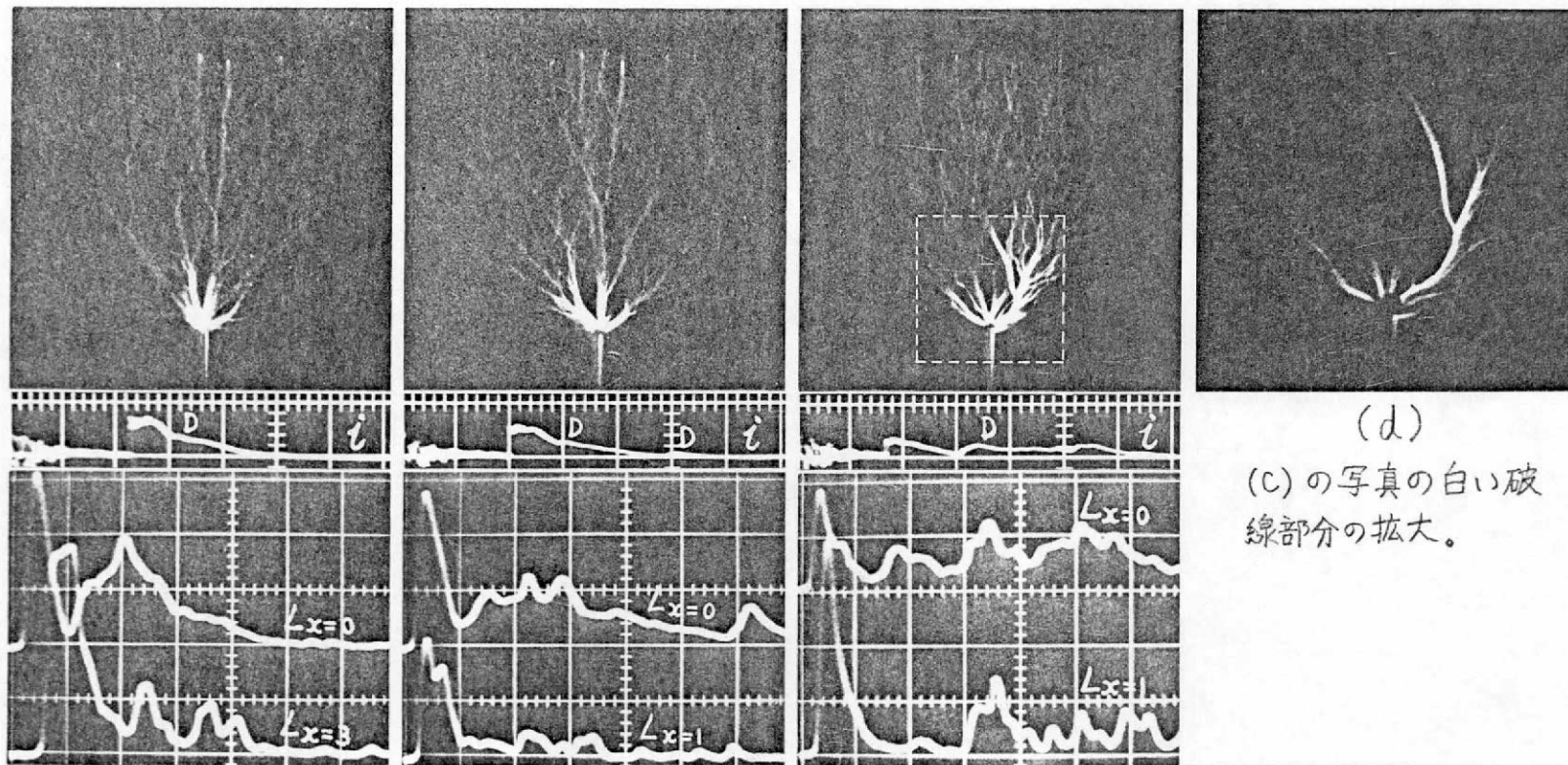
PS の放電路に沿ってできた SS の陽極に近い部分から陰極へ向って生じる枝分れとして観察される<sup>(19)</sup>。

### §4.3 正極性リーダの発生過程<sup>(53)(54)</sup>

$\rho=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$  の逆配置ギャップに対して同一波形, 同一波高値の正極性インパルス (FO 率約 50%) を印加し, FO に至ることなく DS の段階で終わったものの写真を多数撮影し, PS 発生瞬時電圧  $V_s$  の高いものから低いものへ順次配列すると, オ 4.8 図 (a) ~ (c) を得る。同図において, (a) から (b), (c) へと  $V_s$  が低くなるにつれて, 最初の PS とそれに付随する SS は弱くなるが, DS はよく伸展し, 対応する電流波形では, これによるパルス群が零にまで減衰することなく, 途切れずに続く<sup>(54)</sup>。同図 (d) は, 同図 (c) の写真における白い破線内の部分を拡大し, 強く焼込んだものであって, 伸展する DS の放電路の内部に強く輝くチャンネル<sup>(55)</sup>が形成されている。 $\rho$  を変化させた同様の実験からも,  $\rho \geq 2\text{ mm}$  の場合, DS に対応する電流パルス群が零にまで減衰することなく連続するときは必ずこの強く輝く細いチャンネルが形成される。後述のさい断波による実験結果 (<4.3.1>) を参照すれば, このチャンネルは, さい断時間の短い場合のリーダと外見が似ており, 上述のチャンネルの形成がリーダの開始であると思われる。

オ 4.2 図において,  $\rho=0.5, 1\text{ mm}$  の場合には, 電流パルスの継続は単に DS が場所を変えつつ発生をくり返すだけで終わっている。これらの場合に対して, 過電圧率  $\Delta=10\%$  の過電圧を印加し, 電圧さい断を行なえば, オ 4.9 図を得る。これから,  $\rho=0.5, 1\text{ mm}$  の場合には, いくつかの DS がくり返し発生した後にはじめてリーダが形成される。

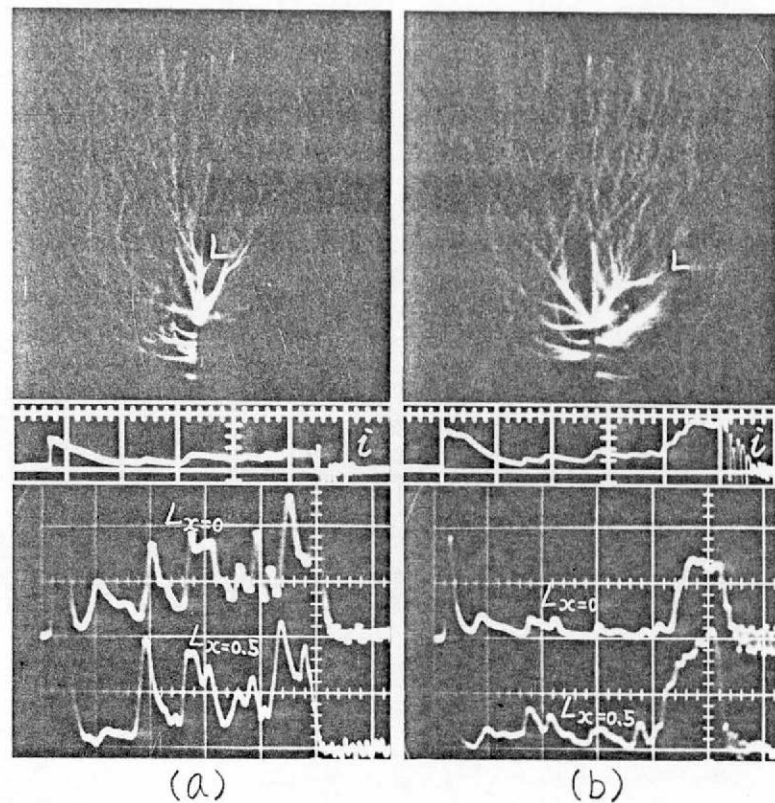
既述のように, DS は PS と SS の組からなり, 後者は前者が臨界値以上の電界の作用で発光を持続したものであると考えられる。写真では, PS と SS



(d)  
(c) の写真の白い破  
線部分の拡大。

才 4-8 図 PS 発生瞬時電圧  $V_s$  による DS の相違。  $\rho=2 \text{ mm}$ ,  $\delta=5 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p=48.3 \text{ kV}$ , 電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.1 \mu\text{s/div.}$

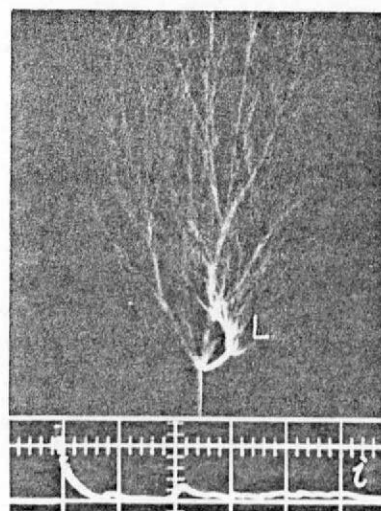




(a)  
 $\rho = 0.5 \text{ mm}$ ,  $V_p = 62.5 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  
 $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2 \mu\text{s/div.}$

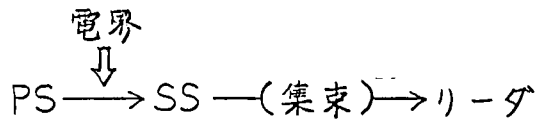
(b)  
 $\rho = 1 \text{ mm}$ ,  $V_p = 64.4 \text{ kV}$ , 電流:  $1.23 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2 \mu\text{s/div.}$

オ 4・9 図  $\rho = 0.5, 1 \text{ mm}$  の場合の初期段階のリーダ。  
 $\delta = 5 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性, さい断波印加。



オ 4・10 図  $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 15 \text{ cm}$  の場合の初期段階のリーダ。逆配置, 正極性, 全波電圧印加。  
 $V_p = 104 \text{ kV}$ , 電流:  $1.48 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu\text{s/div.}$

の放電路は拡散的であるが、リーダのそれは集束している<sup>(56)</sup>。したがって、拡散的な PS の放電路は、そのうちの 1, 2 が電界の作用で持続することによって、SS を経てリーダに遷移すると解釈できる。すなわち、



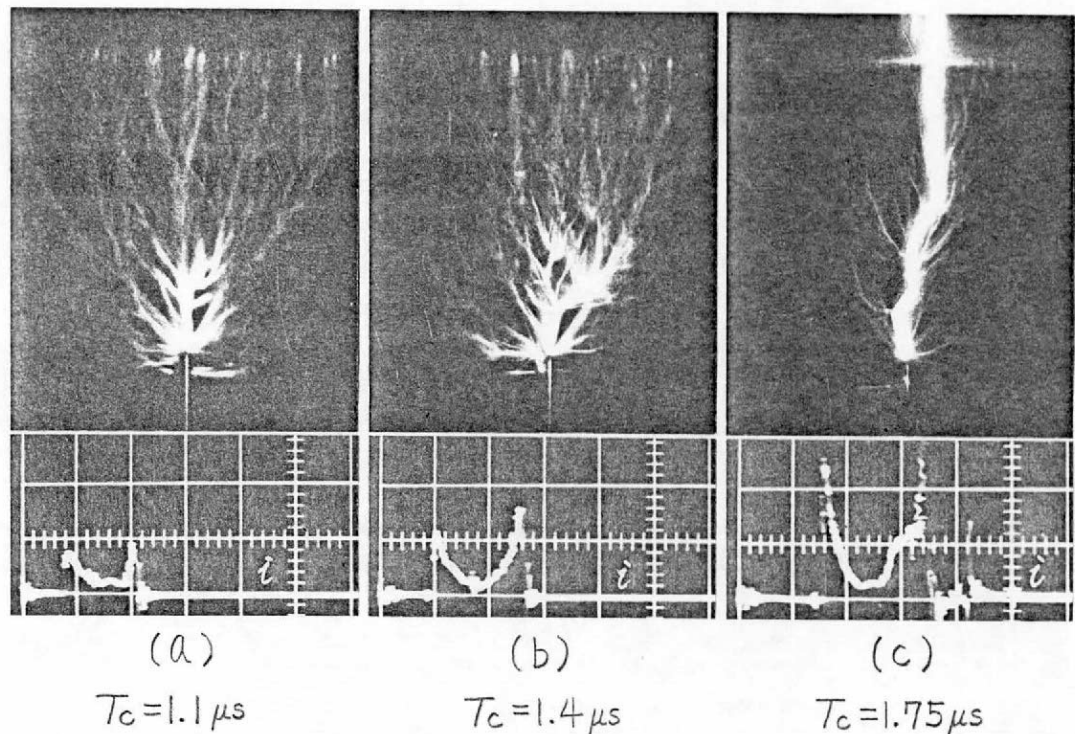
$\delta$  が大きく (10, 15, 20 cm) であっても,  $\delta = 5$  cm の場合と同様に,  $p \geq 2$  mm で DS の電流パルスが零にまで減衰することなく連続するとき, リーダの発生がみられる。オ 4・10 図は  $\delta = 15$  cm の例を示す。このように, 正極性電圧印加により SS がギャップを橋絡しない場合には, DS の発生, 伸展によってリーダが形成され, FO へと進展する。

#### §4.4 正極性リーダの伸展

##### <4.4.1> リーダの伸展過程

##### (a). 静止写真による観察

オ 4・11 図は  $p = 2$  mm,  $\delta = 5$  cm の逆配置ギャップに  $\Delta = 10\%$  の過電圧 (波高値  $V_p = 62.1$  kV) を印加して適当な時間 (1~2  $\mu$ s) でこれをさい断したときの写真と電流波形である。同図 (a) の場合, DS の電流パルスが 2 つ続いた後, 急増しかけた時点でさい断されており, これに対応する写真では, 棒電極先端から 1 cm ほど伸びたリーダの先端に多くの分枝が存在する。この分枝は, 先端部が弱く, 根元の数 mm が強く発光する樹枝状で, 外見上, DS とよく似ている。個々の枝には, 内部に細いチャンネルの形成されているものと, そうでないものが存在する。それに対して幹の部分では, 例外なくチャンネルの形成がみられる<sup>(55)</sup>。同図 (b) はさらに電流の増加した場合で, リーダの幹自体がいくつかに枝分れした上, それぞれがその先端に分枝をもっている。これは, リーダ先端の枝がさらにその先端に分枝を作ることによって, 幹の一部となる過程を



オ 4・11 図 印加電圧さい断によるリーダの伸展過程。

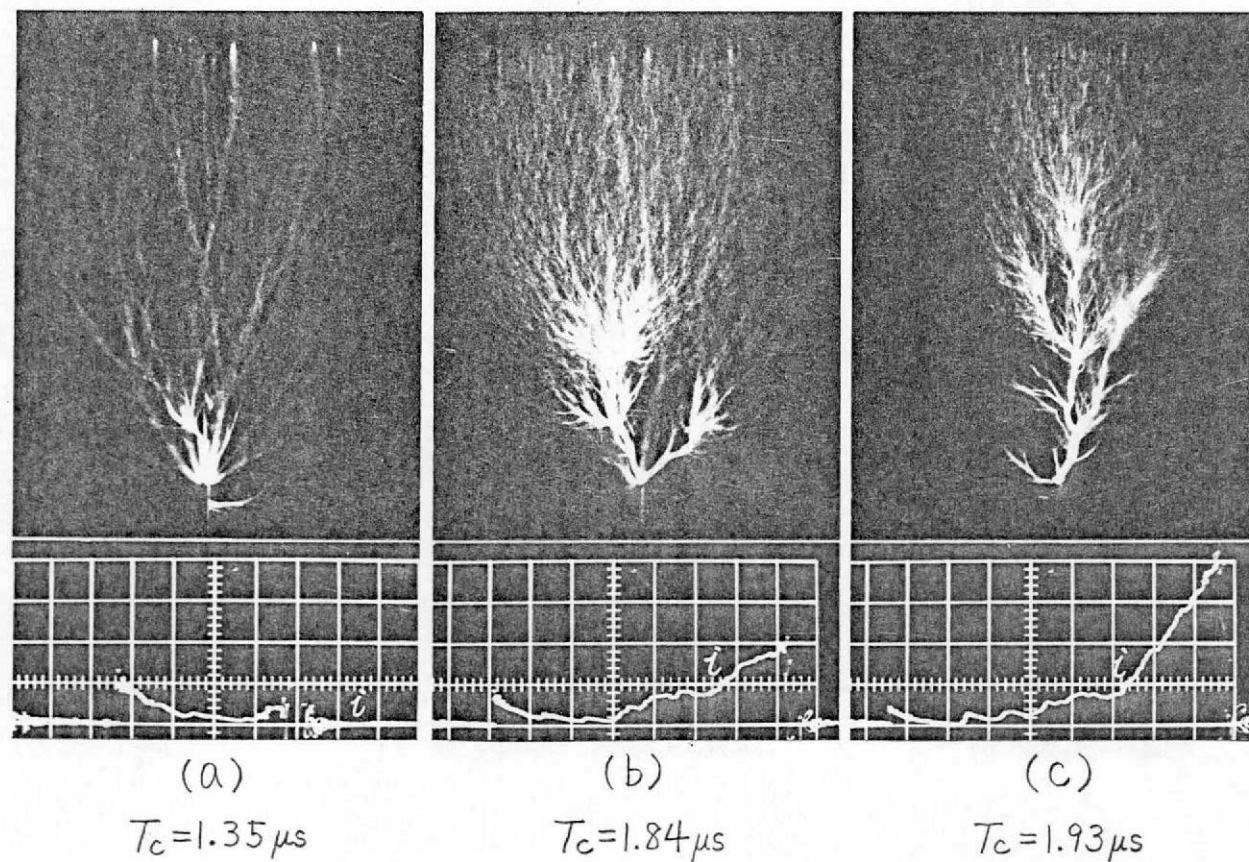
$\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 5 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p = 62.1 \text{ kV}$ .

電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu s/\text{div.}$

示している。どの枝が幹に成長するかは確率的な現象であり、他より先に分枝をもった枝が幹になるものと推測される。このように、リーダはたえずその先端から新しいストリーマ群（以下 LS と略記）を発生しつつ伸展をつづける<sup>(56)(57)</sup>。このリーダがギャップを橋絡すると、リーダチャンネル中を主放電の電流が流れ、アークに移行する（同図(c)）。

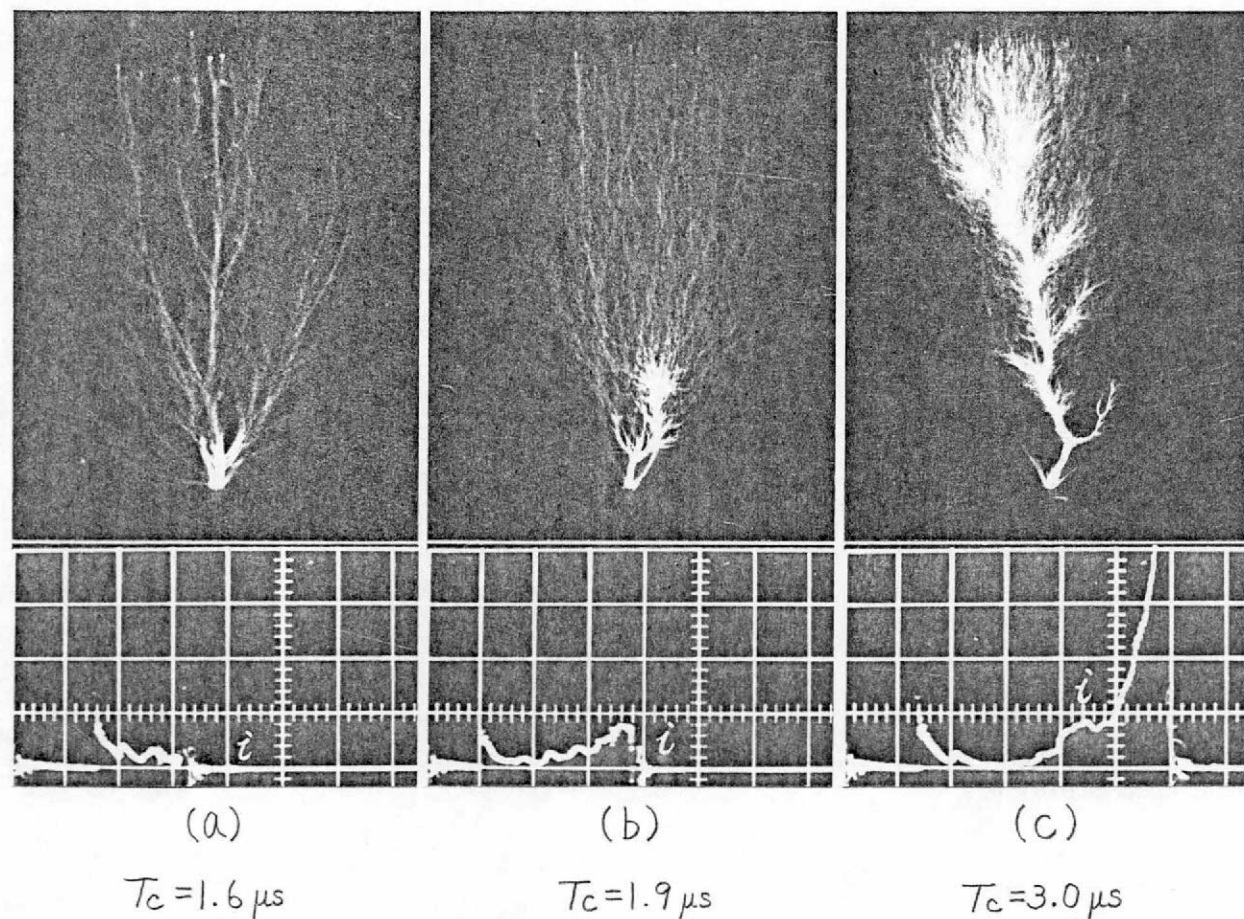
オ 4・9 図 (a) の写真では、リーダ先端の LS は存在するが、幹の部分の細いチャンネルは未だ形成されていない。したがって、リーダが伸展するとき、分枝の発生の後に幹のチャンネルが形成されるものと考えられる。

オ 4・12 図は  $\delta = 10 \text{ cm}$  の場合である。同図 (a) から (b), (c) へとリーダが伸展するにつれて、ギャップ空間全体の光量が増加する。これは、上述のようにリーダがその伸展とともに分岐をくり返し、個々の枝がさらに多数の LS を発生するためである。リーダの伸展は、個々の枝についてみれば階段的であ



オ4・12図 印加電圧さい断によるリーダの伸展過程(その2),  $\delta = 10 \text{ cm}$ 。

$\rho = 2 \text{ mm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p = 89.8 \text{ kV}$ , 電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.2 \mu s/\text{div.}$



才4.13図 印加電圧さい断によるリーダの伸展過程(その3),  $\delta = 15 \text{ cm}$ 。

$P = 2 \text{ mm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p = 117 \text{ kV}$ , 電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu s/\text{div.}$

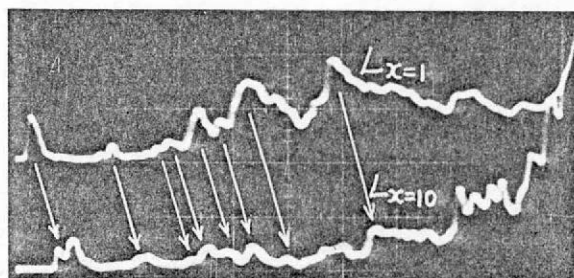


り、電流波形も、リーダ先端から出るストリーマの1本ごとに対応するパルスが発生するはずであるが、実際の電流波形はこれらの小さなパルスが無数に重畳して形成されるため、むしろなめらかにみえる。しかしある種の条件下では段階的な伸展が顕著にみられる（〈4・4・3〉参照）。

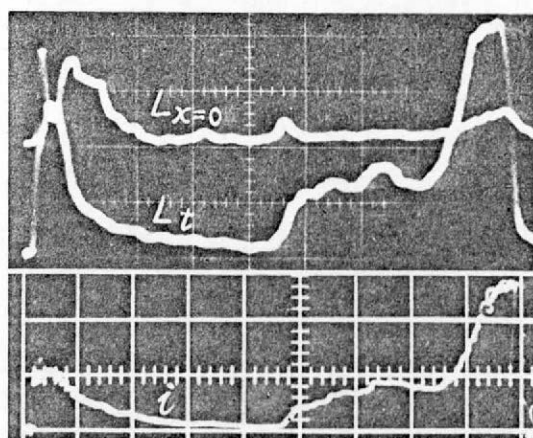
オ4・13図は  $\delta=15\text{cm}$  の場合であり、前図（ $\delta=10\text{cm}$ ）よりもリーダの伸展に伴って生じるストリーマ数の増加が顕著である。

#### (b). リーダ伸展時の光波形

オ4・14図は、 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=10\text{cm}$  の場合のリーダ伸展時の光波形  $L_{x=1}$  および  $L_{x=10}$  を示す。同図中に矢印で示した光の動きから明らかなように、リー

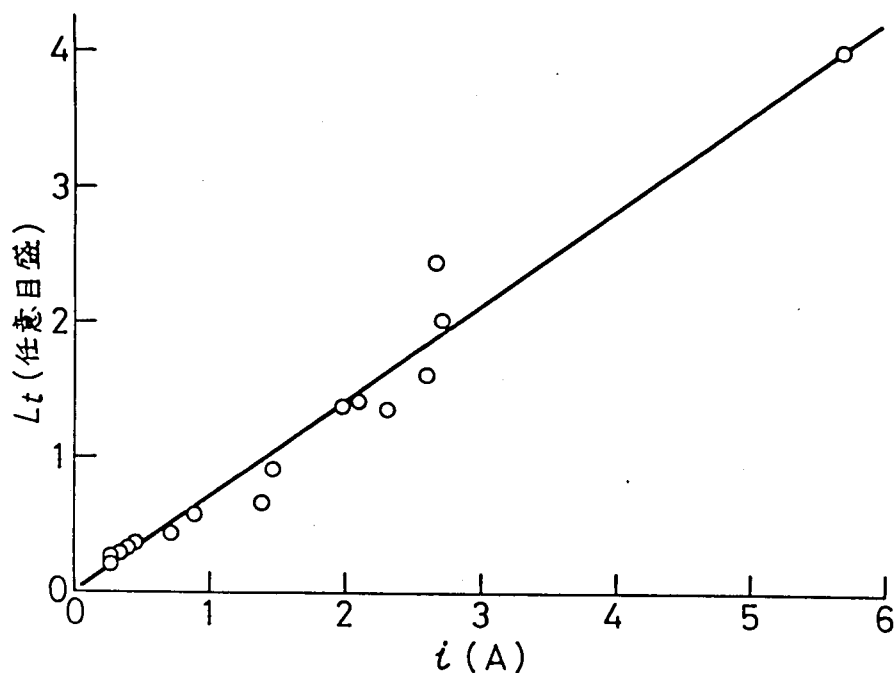


オ4・14図 リーダの伸展に伴う光波形の移動。 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=10\text{cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p=89.7\text{kV}$ , 掃引:  $0.2\mu\text{s}/\text{div}$ .



オ4・15図 リーダ伸展時の光波形と電流波形の比較。 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=10\text{cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p=89.7\text{kV}$ . 電流:  $2.96\text{A}/\text{div}$ ,  $0.2\mu\text{s}/\text{div}$ , 光:  $0.2\mu\text{s}/\text{div}$ .

ダ先端で発生した LS は平板に到達する。オ4・15図は、光波形  $L_{x=0}$ ，ギャップ全体の光波形  $L_t$  および電流波形  $i$  の比較である。ここで  $L_t$  は、PM2のスリットを取り除くことによってギャップ空間の任意の場所で生じる現象からの光を捕えるようにして得たものである。同図から、 $L_{x=0}$  と  $i$  の波形はあまり似ていないのに対して、 $L_t$  と  $i$  のそれはよく一致する。この図の  $L_t$  と  $i$  を  $0.1\mu\text{s}$  の時間間隔でサンプリングし、 $L_t$  と  $i$  の相関をとると、オ4・16図のように比例関係が成立する。PS, SS の段階で同様の関係が成立することは既述の通りである（＜3・4・3＞参照）。

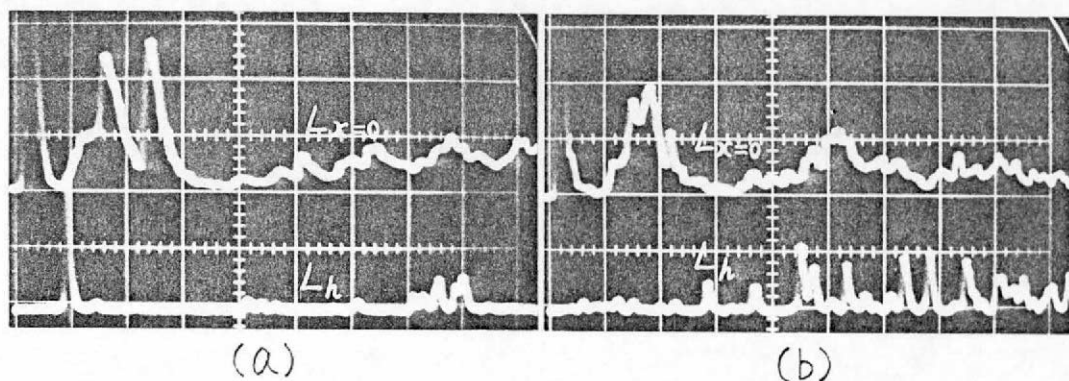


オ4・16図 リーダ伸展時の  $L_t$  と  $i$  の関係（オ4・15図の  $L_t$ ,  $i$  を  $0.1\mu\text{s}$  間隔でサンプリング）

### (C). ストリーマの径路

既述のように、絶縁破壊の進展段階に応じて種々のストリーマ、すなわち最初の1次ストリーマ(PS)、遅発ストリーマ(DS)、リーダ先端からのストリーマ(LS)が発生する。PM1のスリットを  $x=0$  に設定し、PM2にはピンホール（ギャップの位置で視野の直径  $0.5\text{mm}$ ）を取り付けて  $p=2\text{mm}$ ,  $\delta=15\text{cm}$ , 逆配置のギャップの中間に設定し、 $\Delta=13\%$ の過電圧 ( $V_p=117\text{kV}$ ) を印加し

たときの PM1, PM2 の出力  $L_{x=0}$ ,  $L_h$  をオ 4・17 図に示す。同図 (a) は、最初の PS がピンホールの視野を通過した後リーダが数段階伸展する間、何もピンホールの視野を通過しない場合である。同図 (b) は、最初の PS が存在しない場所にも、リーダが数段階伸展した後にはストリーマ (LS) が存在することを示している。前項の写真などを合せ考えれば、最初の PS, DS, LS はそれぞれ別の径路をたどるものと推測される。



オ 4・17 図 スリット ( $x=0$ ) およびピンホール ( $x=10\text{ cm}$ ) によるリーダ伸展時の光波形。 $\rho = 2\text{ mm}$ ,  $\delta = 15\text{ cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p = 117\text{ kV}$ , 掃引:  $0.2\text{ }\mu\text{s}/\text{div}$ .

#### (d). 陰極面におけるストリーマの痕跡<sup>(54)</sup>

オ 4・13 図と同じギャップ ( $\rho = 2\text{ mm}$ ,  $\delta = 15\text{ cm}$ , 逆配置) の陰極面に X 線フィルムをおき, 同じ波高値 ( $V_p = 117\text{ kV}$ ) のさい断波を印加すれば, オ 4・18 図の電流波形, 静止写真, 陰極面におけるストリーマ像を得る。これをオ 4・13 図と比較すれば, 両者はほとんど同じであり, 長ギャップで認められているリーダの自己伸展<sup>(52)</sup>が  $20\text{ cm}$  以下の短ギャップでもみられる ( $< 4.4.3 >$  参照)。X 線フィルム上の痕跡の特徴は,

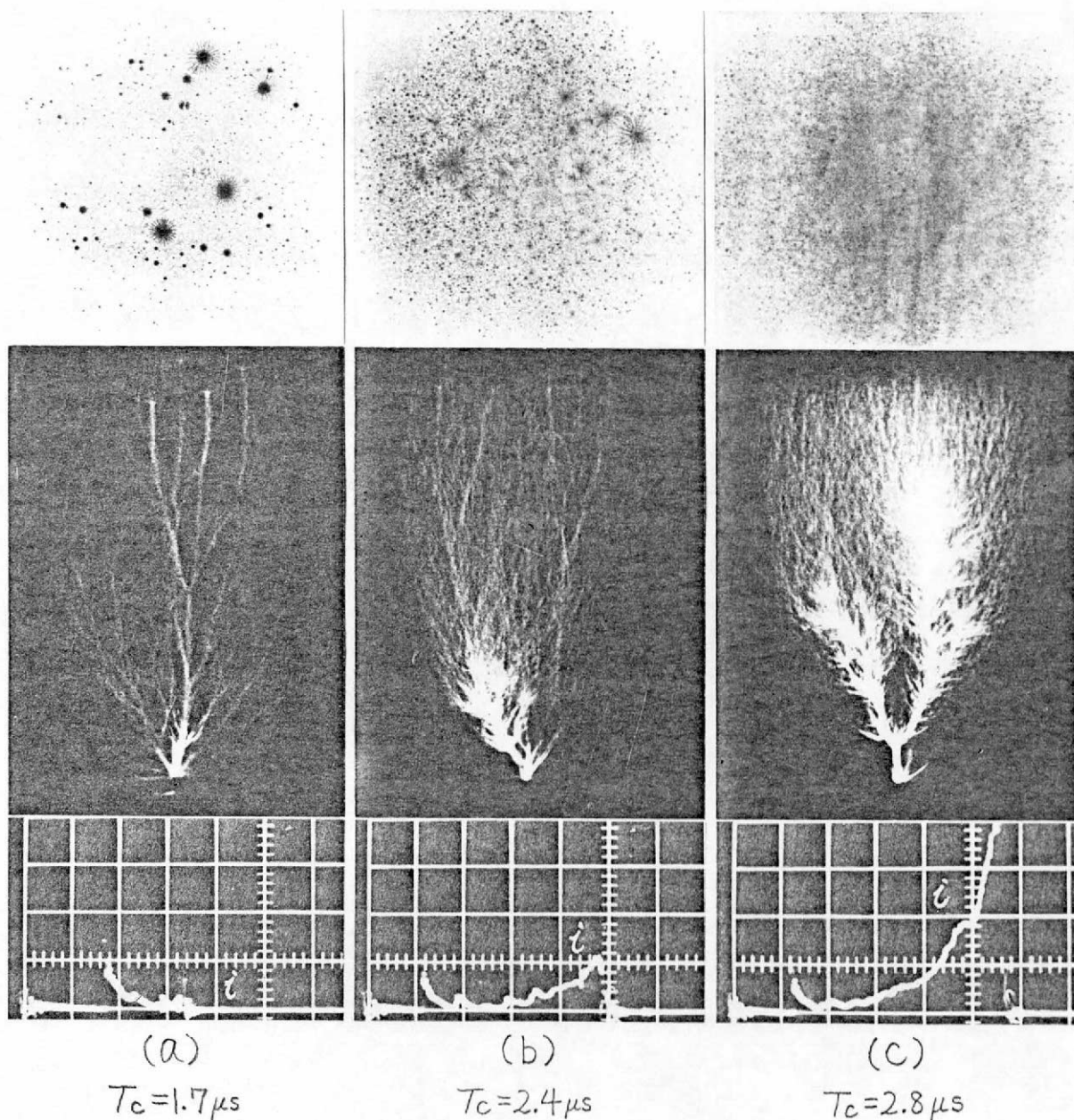
- (1) リーダの先端が陰極に近づいても, 特に発達したストリーマの痕跡は見当らない。これは, ストリーマチャンネルが長時間は持続しないこと, およびリーダがある特定のストリーマチャンネルの発達したものではないこと



を意味する。

(2) 強力なストリーマの痕跡はごく少数(約10個)であり, その数は, リーダ発生以前の段階とほとんど変わらない。

オ4・19図は, リーダの伸展した長さに対するX線フィルム上のストリーマの痕跡数の変化を示す。同図から, さい断時間が長くなり, リーダが伸展する



オ4・18図 リーダ伸展時の電流波形, 静止写真, 陰極面上におけるストリーマ像の比較。 $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 15 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性, さい断波電圧印加,  $V_p = 117 \text{ kV}$ , 電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu s/\text{div.}$

につれて、陰極に到達するストリーマの数はほぼ指数関数的に増加する。

以上の結果((a)~(d)項)から、リーダは1段階伸びるごとにその先端から新しいストリーマ群を発生し、たえず分岐をくり返しながら伸展すると考えられる。

#### <4.4.2>リーダの伸展速度

##### (a). さい断波と静止写真

ここではさい断波電圧の印加によって、写真上のリーダの長さとさい断時間からリーダの伸展速度を求める。オ4.20図は、 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 逆配置の場合の、さい断時間とリーダの長さの関係を示す。同図の横軸は、最初のPSの発生から電圧さい断までの時間である。同図から、リーダの伸展には大きなばらつきが存在する。その要因としては、(1)PSの発生からリーダの発生までの時間、(2)リーダの発生以降における伸展速度、の2種類のばらつきが考えられる。オ4.21, 22図はそれぞれ  $\delta=10, 15\text{cm}$  の場合であるが、 $\delta=5\text{cm}$  のときと同様なばらつきがある。

オ4.20~22図における曲線の勾配はリーダの伸展速度を与える。同図から、リーダは伸展するにつれてその速度が大きくなる<sup>(56)(57)(59)</sup>。また、 $\delta$  が大きいほど伸展速度は小さい。ここで求めた値は、他の研究者による測定値とよく一致する(オ4.1表)。

オ4.1 表 正極性リーダの伸展速度(cm/s)。

ギャップ長(cm) 測定者	5	10	15	備考
筆者	$10^7$	$5\sim 20\times 10^6$	$4\sim 15\times 10^6$	さい断波と静止写真
筆者	$6\sim 10\times 10^6$	$5\sim 12.5\times 10^6$	$5\sim 12\times 10^6$	光パルス
赤崎・原・杣 <sup>(56)</sup>	$3\sim 35\times 10^6$			さい断波と静止写真
Saxe & Meek <sup>(57)</sup>	$3.5\sim 50\times 10^6$			光パルス
原田・伊丹・青島 <sup>(59)</sup>	$7\sim 30\times 10^6$			さい断波と静止写真

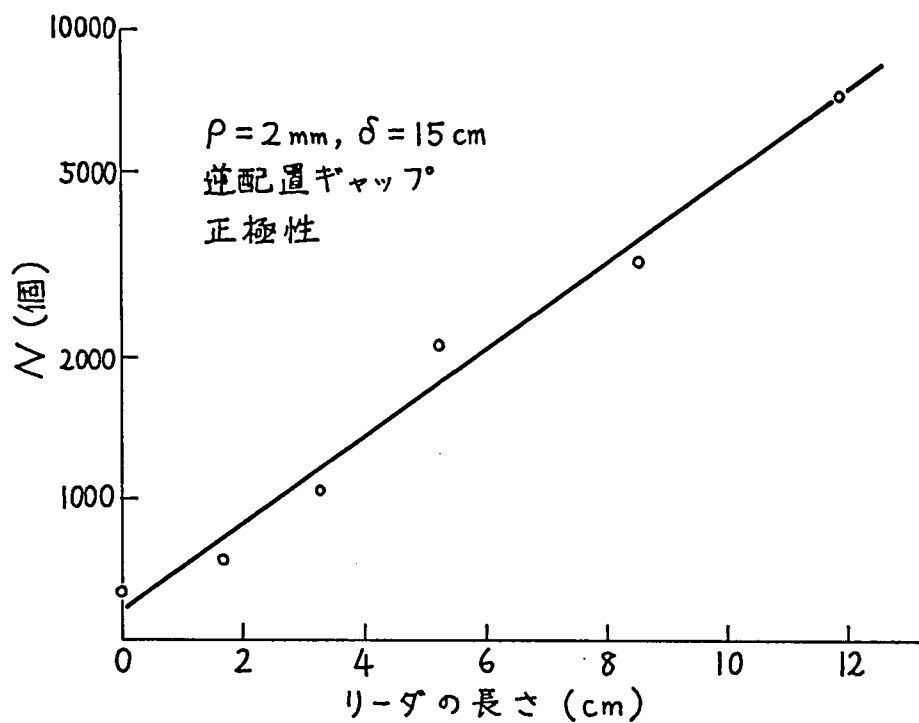


図4.19 リーダの伸展による陰極到達ストリーマ数  $N$  の変化。

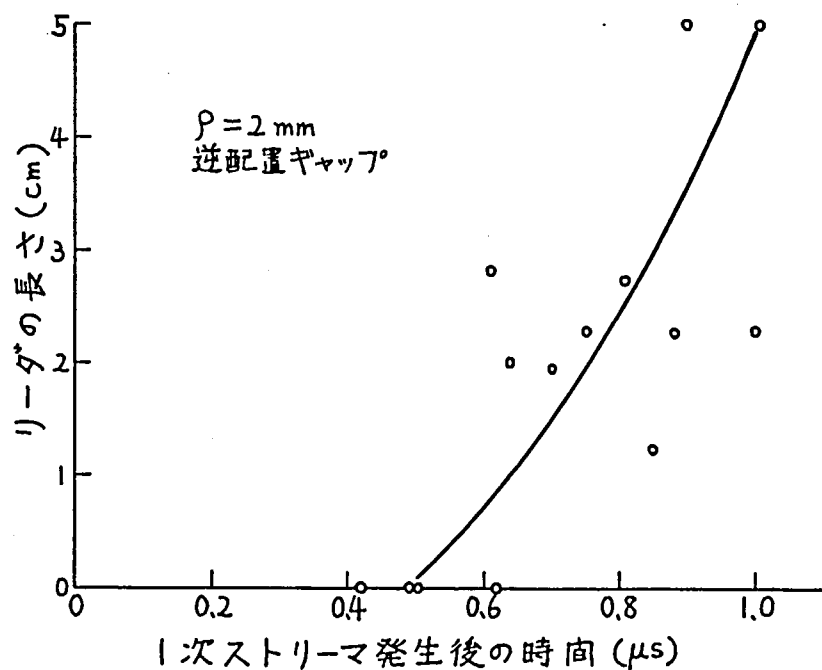
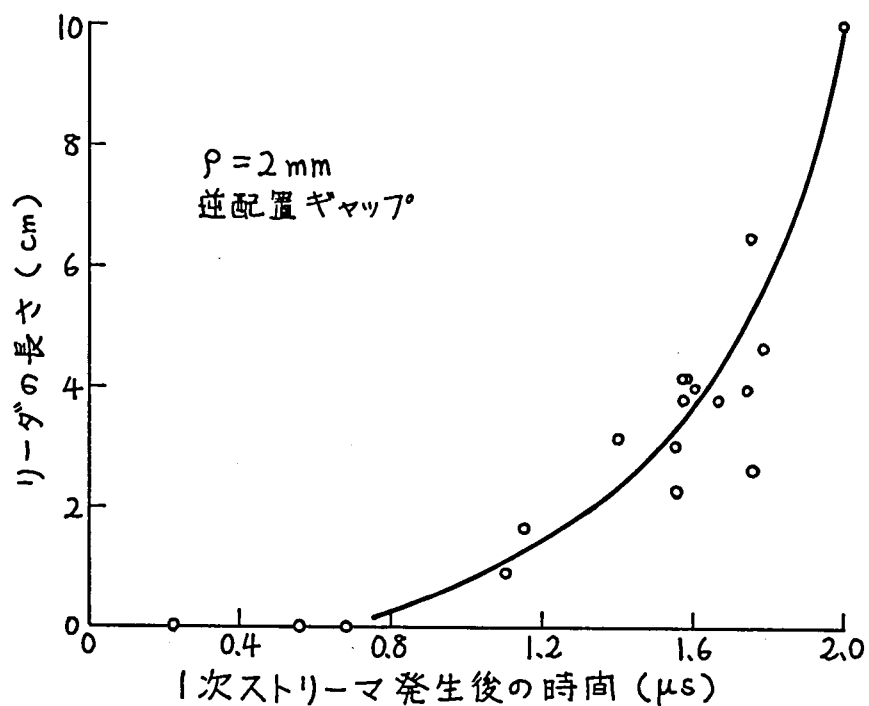
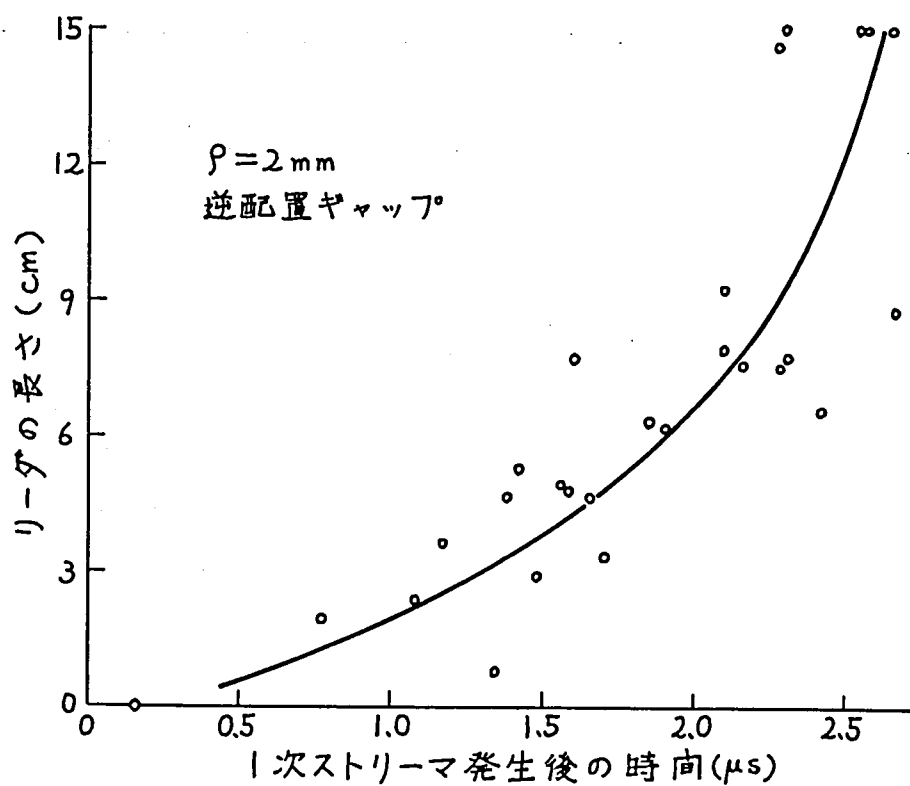


図4.20 リーダの伸展(その1)  
 $\delta = 5 \text{ cm}$  の場合。



オ4・21 図 リーダの伸展(その2)  
 $\delta = 10 \text{ cm}$  の場合。



オ4・22 図 リーダの伸展(その3)  
 $\delta = 15 \text{ cm}$  の場合。

### (b). 光パルス

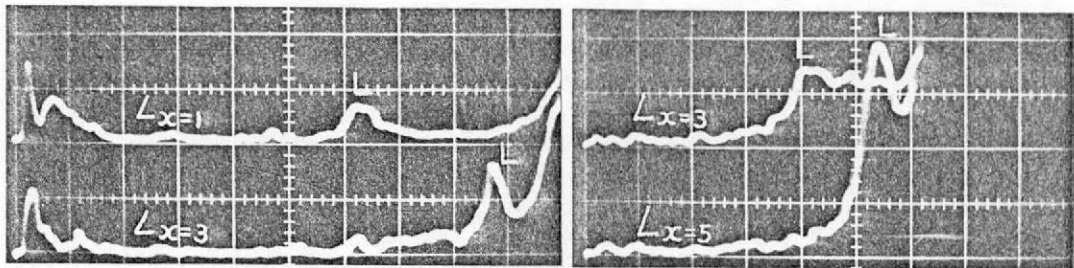
リーダの伸展速度は、その先端部の発する光パルスの測定からも求めることができる。ただし、PM管がみているスリット面をリーダの先端が通過するとき、常に明瞭なピークが現われるとは限らない。それは、リーダの伸展とともにその先端から発生するLSの数が急激に増加するので、リーダ先端のスリット面通過による光パルスがこれらLS群からの光パルスに埋没し、識別不可能になるからである。したがって、スリットの位置がある程度棒電極に近い場合にだけ、リーダ先端の通過が単独のピークとして現われる。オ4・23図は $\delta = 10\text{ cm}$ の場合の光波形の例である。同図(a), (b)はリーダの通過が明瞭に識別でき、(c)はまだ識別可能であるが、(d)の $L_x=7$ では独立したピークは存在しない。単独のピークとして識別できる限界の位置を各 $\delta$ に対して棒電極先端からの距離で表現すると、オ4・2表のようになる。この限界距離以上では、光波形の大きさが増加してそのままF0に至るが、このときの波形の急激な立上りをリーダの通過とみなせば、この場合にもリーダの伸展速度が求められ、その値は、さい断波と静止写真から求めた値ともよく一致する(オ4・1表参照)。

### <4・4・3> 正極性リーダの伸展に対する陰極の効果<sup>(60)</sup>

リーダの伸展の過程をしらべるため、<4・4・1>では陰極をX線フィルムで覆って電圧を印加した。したがってリーダの伸展段階では、陰極はあまり重要な役割を果たしてはいないように見える。しかしX線フィルムは完全な絶縁体ではないので、この点をさらに検討するため、ここでは絶縁板を用いて同様の実

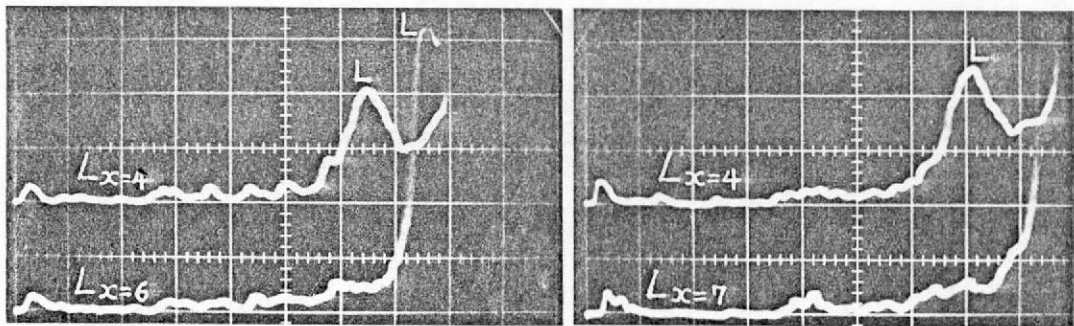
オ4・2表 リーダが、単独の光パルスとして識別可能な棒電極先端からの距離の限界。

ギャップ長 (cm)	5	10	15
識別可能限界距離 (cm)	2.5	6~7	10



(a)

(b)



(c)

(d)

才 4.23 図 棒電極先端からの距離による光パルスの変化。  $\rho=2\text{ mm}$ ,  $\delta=10\text{ cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p=89.7\text{ kV}$ , 掃引:  $0.2\mu\text{s}/\text{div}$ .

才 4.3 表 X線フィルムおよび絶縁板の諸定数

	X線フィルム	絶 縁 板	
厚 さ (mm)	0.2	0.8	3
表面抵抗率( $\Omega\cdot\text{cm}$ )	$1\sim 9 \times 10^{12}$	$10^{15} <$	$\approx 7 \times 10^{16}$
材 質	ポリエステル	PVC	アクリル

験を行なう。ここで用いる絶縁板の特性を、X線フィルムのそれとともに、オ4・3表に示す。

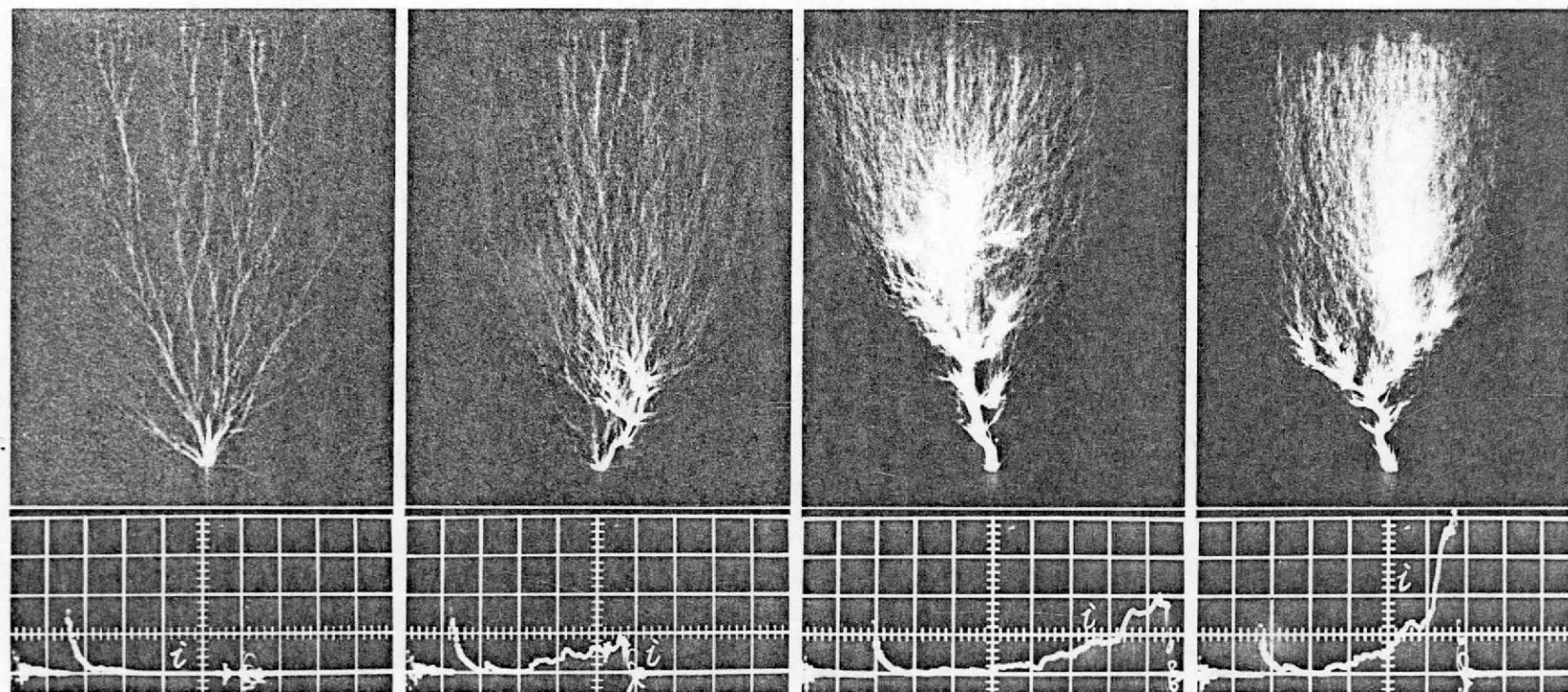
オ4・24図は  $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=15\text{cm}$  の場合の実験結果を示す。絶縁板(厚さ3mm)の使用により、同図(a)のように、リーダの伸展が最初の1~2段階だけで終ることが多いが、同図(b), (c)のように支障なく伸展することもある。同図(d)は比較のため絶縁板を取去った場合で、両場合を比較すれば、絶縁板のあるときには電流の増加(これはリーダの伸展速度にも関係がある)がやや遅くなる。これは、絶縁板の表面に電荷が蓄積して逆電界を発生するため、印加電圧が低下したのと同じ効果をもたらすことによると考えられる。

上述の逆電界の効果は絶縁板の厚さによって変る。オ4・25図は  $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=10\text{cm}$  の例を示す。同図(a)は厚さ0.8mm, 同図(b)は厚さ3mmの場合であって、電流の増加は後者が遅い。またオ4・12, 25両図を比較すると、絶縁板が薄いときには電流増加の速さは絶縁板のないときとそれほど変わらないが、電流波形は若干脈動的になる。オ4・25図(b)の場合には電流の増加がさらに遅くなり、脈動が大きくなる。これは、絶縁板が厚くなると、上記の逆電界の効果が強くなるためであると思われる。

回路インピーダンスが高い場合もまた、上記の逆電界と同様の効果(みかけ上の印加電圧の低下)を生じると考えられる。実際、放電回路に高い値の直列抵抗があると電流が脈動的になり、リーダの段階的な伸展が顕著になることは既に知られている。<sup>(55)(61)</sup>オ4・12図(c), オ4・25図(a), (b)を比較すると、絶縁板が厚くなるほどギャップ全体のストリーマの光が弱くなっているが、その原因も、上記の逆電界の作用によるものと思われる。なおオ4・25図(b)の電流波形が電圧さい断時に逆転しているのは、絶縁板と陰極との間の微小な空隙に負コロナが発生して負の電荷が蓄積し、<sup>(55)(61)</sup>さい断時に逆放電が生じることによるとと思われる。

オ4・26図は、 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$  のギャップに対して0.8mm(同図(a))および3mm(同図(b))の絶縁板使用の場合であるが、 $\delta=15, 10\text{cm}$  のときにみられた特徴はすべてここでも現われている。ただし  $\delta$  が小さいため、

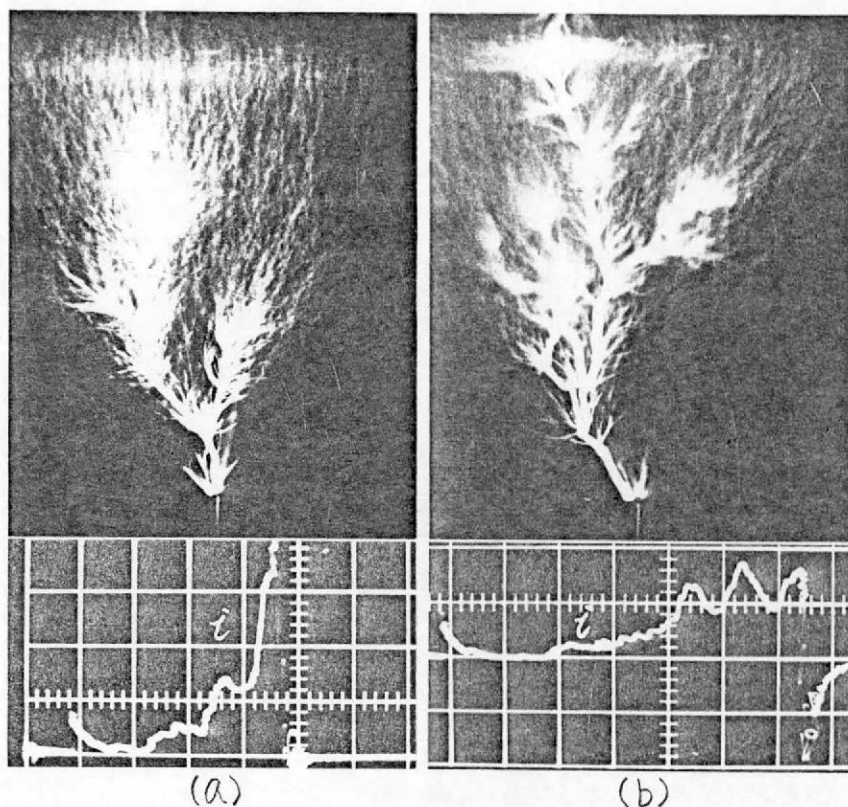




(a)  $T_c = 3.0 \mu s$ , 電流: 1.48 A/div.,  $0.5 \mu s/div.$   
 (b)  $T_c = 2.9 \mu s$ , 電流: 1.48 A/div.,  $0.5 \mu s/div.$   
 (c)  $T_c = 4.8 \mu s$ , 電流: 2.96 A/div.,  $0.5 \mu s/div.$   
 (d)  $T_c = 3.4 \mu s$ , 電流: 2.96 A/div.,  $0.5 \mu s/div.$

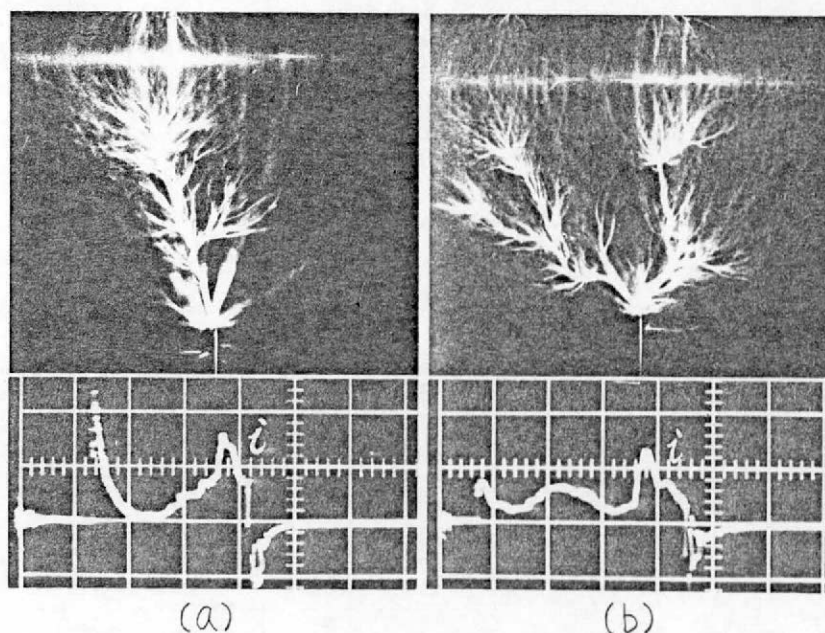
オ4-24図 リーダの伸展に対する陰極の効果。  $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 15 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性, さい断波電圧印加。  $V_p = 117 \text{ kV}$ 。(a), (b), (c): 陰極面上に絶縁板(厚さ  $3 \text{ mm}$ )のある場合, (d): 絶縁板のない場合。





(a) 0.8 mm 絶縁板,  $T_c = 2.4 \mu s$       (b) 3 mm 絶縁板,  $T_c = 3.8 \mu s$

オ4・25 図 リーダの伸展に対する絶縁板厚さの影響。 $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 10 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性,  $V_p = 89.7 \text{ kV}$ , 電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu s/\text{div.}$



(a) 0.8 mm 絶縁板,  $V_p = 62.1 \text{ kV}$ ,  $T_c = 2.1 \mu s$       (b) 3 mm 絶縁板,  $V_p = 69.0 \text{ kV}$ ,  $T_c = 2.3 \mu s$

オ4・26 図 リーダの伸展に対する絶縁板厚さの影響。 $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 5 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性, さい断波電圧印加。電流:  $2.96 \text{ A/div.}$ ,  $0.5 \mu s/\text{div.}$

同図(b)の場合には逆電界の作用が強くなり、リーダの伸展に必要な電圧は同図(a)に比べて約10%高くなる。また、才4・11図と比較すれば、絶縁板(特に厚さ3mm)のある場合には、放電の空間的な拡がり大きい。これも絶縁板表面の逆電界が原因であると思われる。

上述のように、陰極表面が絶縁板で覆われていると、放電時に逆電界が発生し、絶縁板のない場合に比べてリーダの発生と伸展が若干抑制されるが、リーダの伸展が阻止されることはない。したがって、5cm程度の短ギャップにおいても、リーダは陰極からの電子放出の助けを借りることなく自己伸展する。絶縁板のないとき、陰極から供給された電子群は正の空間電荷<sup>(55)</sup>をいくらか中和し、リーダの伸展を助けるが、その作用はそれほど強くはないと考えられる。

#### <4・4・4>電流波形によるリーダの発生と伸展形式の分類

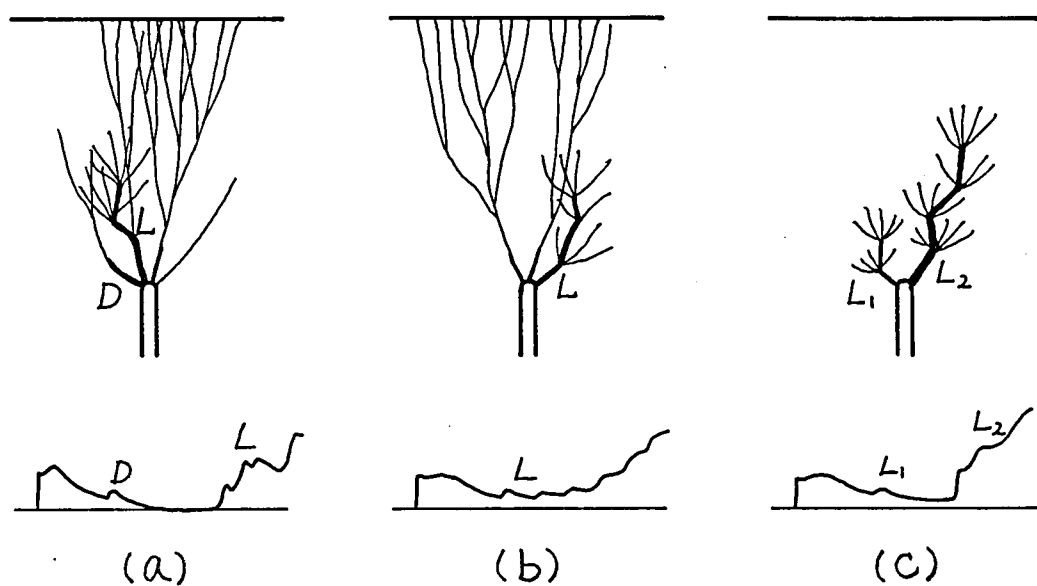
正極性リーダの発生とその伸展の過程は既述のとおりであるが、電流波形と静止写真を対応させると、その発生と伸展を2~3の形式に分類することができる。またリーダ発生の時点とその態様は、電流波形の特徴からある程度推察が可能である。

才4・27図はリーダの発生段階における典型的な3つの形式を示す。同図において、

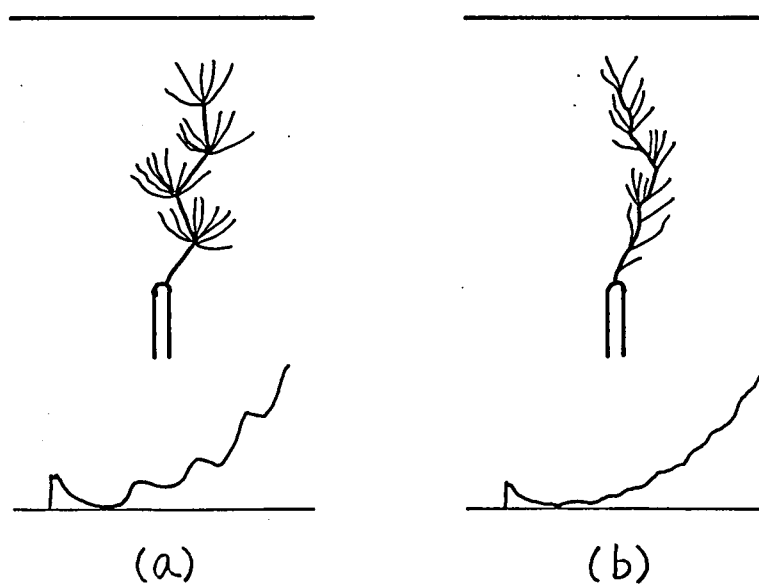
- (a) : 複数個のDSが発生し、最初のPSまたはDSのうちの1つが成長してリーダになる。 $\rho=0.5$ , 1mmの場合に多くみられる。
- (b) : 1つのDSが発生してそのままリーダに成長する。 $\rho \geq 2$ mmの場合に多くみられる。
- (c) : (b)と同様、DSが成長してリーダになるが、途中まで成長した段階で他のリーダが伸展を開始し、先のリーダは成長を停止する。

リーダの伸展に関しては、才4・28図に示す2つの形式に分類できる。同図において、

- (a) : 電流が脈動的に増加する。 $\delta$ が小( $\delta \leq 5$ cm)のとき、および回路の直列抵抗が高いとき(10k $\Omega$ 以上)によくみられる。



オ4・27 図 リーダの発生段階における  
典型的な3つの型。(D:遅発ストリーマ,  
L:リーダー。)



オ4・28 図 リーダの伸展段階における  
典型的な2つの型。

(b)：電流はなめらかに増加する。回路の抵抗の低い（ $10\text{ k}\Omega$ 以下）長ギャップに多くみられる。

実際の放電の進展は、発生と伸展の段階に対して、これらの組合せでできる種々の様相を呈する。

#### §4.5 負極性におけるリーダの発生と伸展

本章の実験に用いたギャップの負極性インパルスによる FOV は、正極性のそれに比べて 50～60% も高いので、何かのきっかけがあればいつでも陽極側から正リーダが伸展できる状態にあると考えられる。そのため、負極性の FO 過程は陰、陽両極から進展し得ることとなり、リーダが陽極からのみ伸展する正極性の場合に比べて複雑である。実際、同一のギャップにおいて過電圧率を変化させると、5種類の FO 過程の存在が認められるとの報告がある<sup>(34)</sup>。本節では、50% FOV 印加（過電圧率 0）のもとに  $\delta$  を変える場合の現象の変化に着目して FO 過程をしらべる。

##### <4.5.1> $\delta=5\text{ cm}$ のギャップのフラッシュオーバー過程

$P=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$ , 逆配置のギャップに 50% FOV を印加し、これを適当な時間（約  $1\mu\text{s}$ ）でさい断して、FO に至る途中の状態をしらべる（オ4・29図）。同図において、

(a)：最初の PS につづいていくつかの DS 発生。この場合の DS は、陽極端またはギャップ中間に点状に発生した SS から分れるように、陰極へ向って伸びる特徴がある。

(b)：リーダの発生。正極性の場合と異なり、比較的平板に近い位置（この例では平板から  $8\text{ mm}$ ）で、中間ギャップリーダ（mid-gap leader）となっている。電流波形は、正極性の場合と同様に、リーダの発生以前では DS の電流が零にまで減衰するが、リーダ段階では電流が途切れずにつづく。

(c)：リーダはさらに発達。この例では、リーダは平板から棒電極へ向って伸展し、その先端には多くのストリーマ（LS）がみられる。<sup>(32)(39)</sup>

このように、 $\delta=5\text{ cm}$  では、平板から正リーダが伸展することによって FO

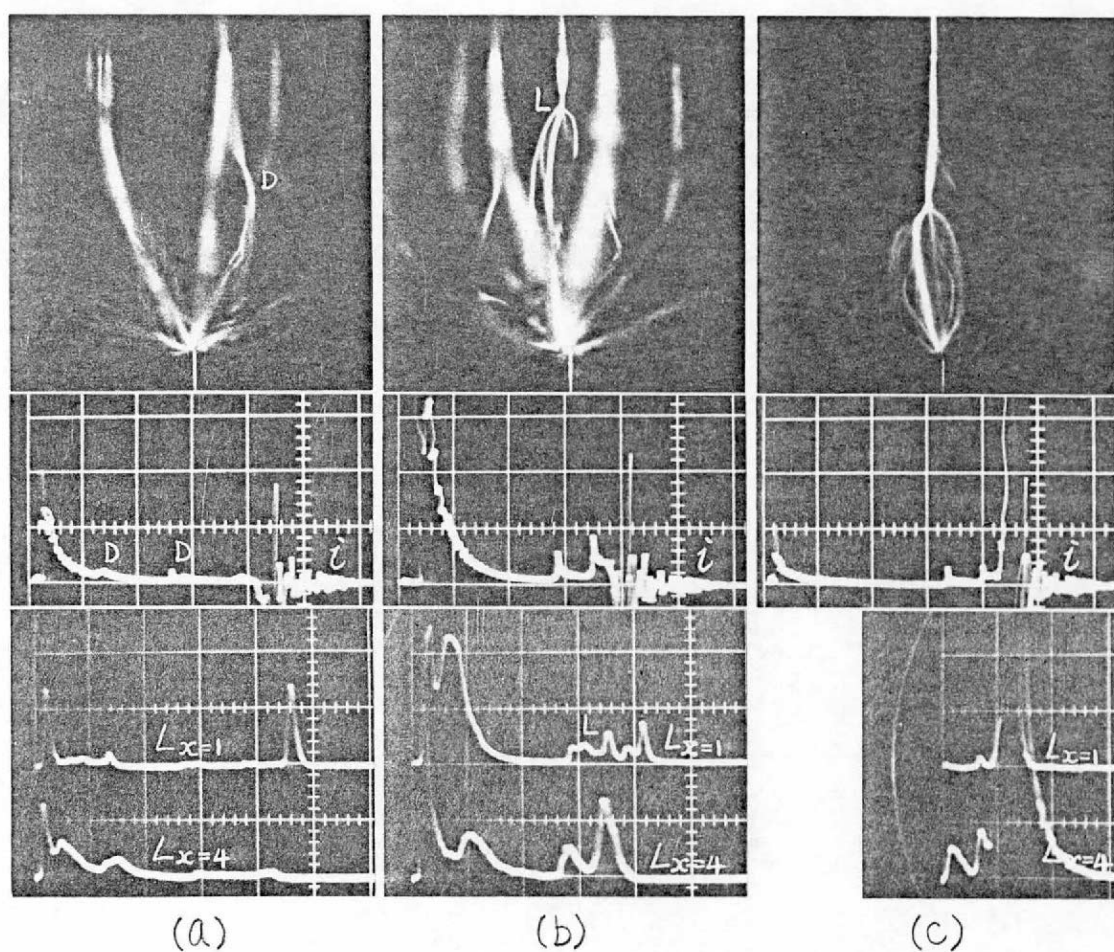


図4.29 負極性におけるリーダの伸展。 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 逆配置, さい断波電圧印加,  $V_p=96.6\text{kV}$ , 電流:  $2.47\text{A/div.}$ ,  $0.2\mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2\mu\text{s/div.}$

が起る。

#### <4.5.2> $\delta=10\text{ cm}$ のギャップのフラッシュオーバー過程

オ4・30 図は  $\rho=5\text{ mm}$ ,  $\delta=10\text{ cm}$  の場合である。棒電極の直径が大きいので、電界の分布は前図 ( $\rho=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$ ) の場合よりも少し平等に近い。両図を比較すれば、現象に若干の変化がみられるが、これには  $\delta$  の増大と  $\rho$  の増大の両効果が含まれる。オ4・30 図において、

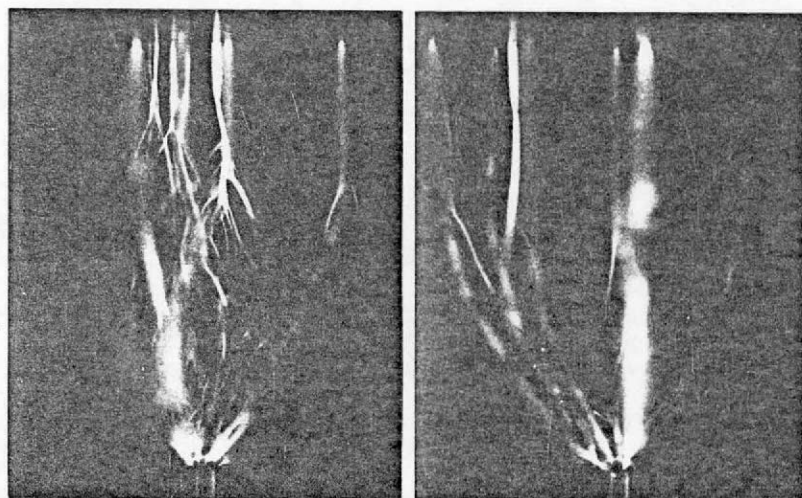
- (a) :  $\delta=5\text{ cm}$  のときと同様に、平板側から正リーダ（この例では3本）が伸展。棒電極側では SS がよく発達しているが、これは  $\rho$  の増大の効果と思われる。SS が棒電極に接する部分には細くて明るいチャンネルの形成がみられる。
- (b) : SS がさらに強力な場合。陰極側で SS の内部に細いチャンネルの形成される様子はオ3・20 図 (g) と似ているが、この場合にはこのチャンネルが発展してギャップを橋絡することはない。
- (c) : 正リーダの発達した場合。オ4・12 図 (a), (b) などの正リーダと同様に、先端部には多数の LS が存在する。筆者の実験では、 $\delta=5\text{ cm}$  のときは、このように発達したリーダは観察されていない。
- (d) : リーダはもう少しでギャップを橋絡するまでに発達。正、負両リーダは、棒電極先端から約  $3\text{ cm}$  の点でわずかな間隙（矢印）を残して相対している。光波形（オ4・30 図では省略）と静止写真から、負リーダは、自らストリーマを出しつつ伸展するだけでなく、正リーダ先端からの LS による電流が流れ込むことによってその伸展が助けられているものと推測される。

このように、 $\delta$  が  $5\text{ cm}$  から  $10\text{ cm}$  になることに伴って生じる変化は、陰極の近傍に集中している。

#### <4.5.3> 負極性における正リーダ発生の形式

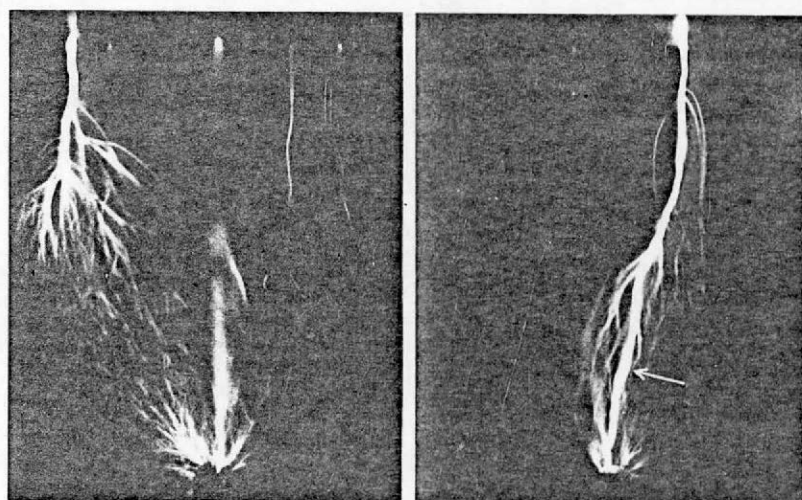
オ4・31 図は、負極性インパルス印加時の正リーダ発生に関する典型的な3つの形式を示す。同図において、

- (a) : 最初の PS の平板に近い部分が SS になり、そのままリーダに移行。



(a)

(b)



(c)

(d)

オ4・30図 負極性におけるリーダの伸展  
 (その2)。  $\rho=5\text{mm}$ ,  $\delta=10\text{cm}$ , 逆  
 配置, さい断波電圧印加,  $V_p=150\text{kV}$ 。



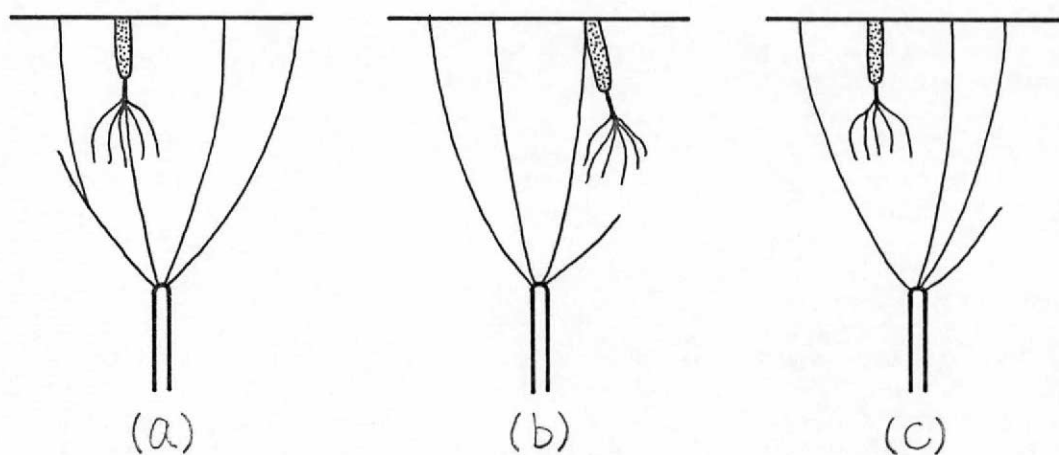


図4.31 負極性における正リーダ開始  
の3つの型。

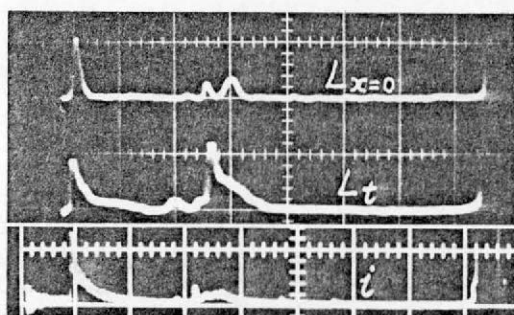


図4.32 光波形と電流波形の比較（負極性）。 $P=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 逆配置,  $V_p=96.6\text{kV}$ , 電流:  $2.47\text{A/div.}$ ,  $0.2\mu\text{s/div.}$ , 光:  $0.2\mu\text{s/div.}$



(b) : 最初の PS の平板に近い部分に接して DS が発生し、それがリーダに発展。

(c) : 平板電極において最初の PS の到達していないと思われる部分から DS が発生し、それがリーダに発展。

オ4・21 図(b) はオ3 の例である。いずれの場合にも、これらリーダが平板に降している脚の部分は、最初拡散的であるが、リーダの発達に伴って、その内部に細く輝いたチャンネルが形成される。

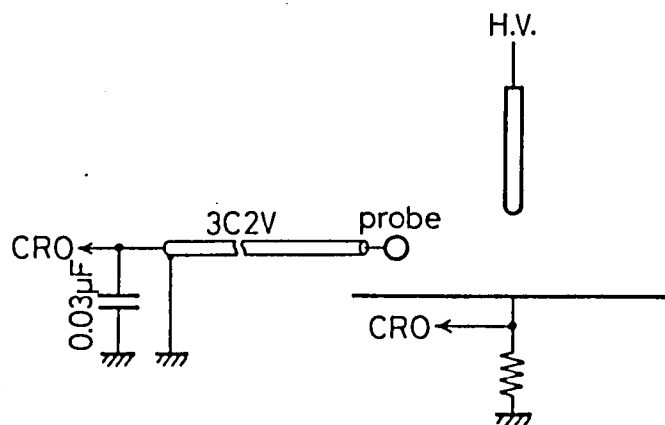
既述のように、正極性の場合、リーダの伸展段階においてもギャップ全体の光波形  $L_t$  と電流波形  $i$  とはその形状がよく一致する(<4・4・1>)。オ4・32 図は上記の関係を負極性について検討したものであって、 $i$  は棒電極先端の光波形  $L_{x=0}$  とは一致しないが、 $L_t$  とはほぼ一致する。

#### § 4.6 放電の進展過程と空間電荷

本文はこれまで，空間電荷支配領域における放電進展機構について述べてきた。ここでは，放電進展の各段階で発生する空間電荷を，球プローブによって測定している。従来この種の測定に用いられているプローブは電極の一部を構成しているため，ストリーマがプローブに到達し，電荷の一部がプローブに流入する可能性があり，プローブの出力信号を誘導電荷成分と誘導電荷成分に分離する必要がある。<sup>(15)(16)(17)</sup>ここで用いるのは簡単な球プローブであり，電界の場を乱すため，詳細な解析は困難であるが，電極からの距離を大きくとることにより（ギャップ長の2倍程度），誘導電荷だけを検出できる特徴がある。

##### <4.6.1>測定原理

オ4.33 図は測定に用いたプローブ回路を示す。プローブ本体は黄銅製の球で，その直径は約16 mm (5/8 インチ) である。球は，75  $\Omega$  の同軸コード 3C2V（長さ3 m）を通して積分コンデンサ（0.03  $\mu$ F）および CRO（Type 556）に接続されている。測定に当って，電荷量の基準としては，実験に用いた棒電極（本節にかぎり  $\phi=8$  mm）の先端から10 cmの部分に対する，電圧印加時の等価電荷量を用いる。ここで，電圧の印加された電極に対する等価電荷量の計算には，電荷重畳法（Charge simulation method, 付録 A 参照）を



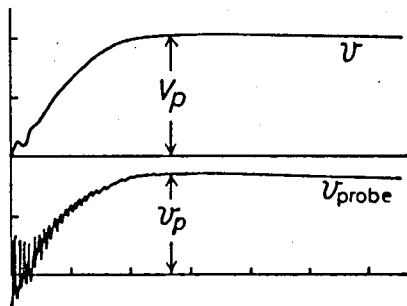
オ4.33図 空間電荷測定用プローブ

用いる。オ4・4表は，実験に使用した各電極系における，印加電圧 1 kV 当りの等価電荷量  $q_0$  (nC) を示す。

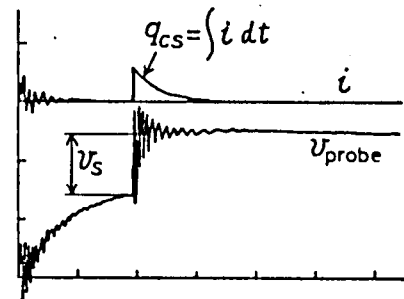
オ4・4表 使用した電極系に対する 1 kV 印加時の等価電荷量  $q_0$  の値。  $\phi = 8 \text{ mm}$ 。

$\delta$ (cm)	5	10	15
$q_0$ (nC)	1.71	1.60	1.53

オ4・34図は，印加電圧波形  $v$  とプローブ出力  $v_{\text{probe}}$  の同時測定の実例を示す。ここでは印加電圧は，ギャップに放電を生じないような低い値に保たれている。同図に示すように， $v_{\text{probe}}$  は  $v$  とほぼ同じ波形となる。これは，プローブ自体が，棒電極-プローブ間の静電容量を高圧側容量に，積分コンデンサを低圧側容量にしたコンデンサ分圧器とみなせることによる。印加電圧および  $v_{\text{probe}}$  のピーク値をそれぞれ  $V_p$  (kV)， $v_p$  (V) とすれば， $v_{\text{probe}}$  の出力電圧  $v_p$  は電荷量  $q_0 \cdot V_p$  (nC) に相当することとなり，プローブ定数  $k = q_0 \cdot V_p / v_p$



オ4・34図 印加電圧波形  $v$  と  
プローブ波形  $v_{\text{probe}}$  の同時測  
定例。  $\delta = 10 \text{ cm}$ 。掃引:  $0.5$   
 $\mu\text{s}/\text{div.}$ ，  $v$ :  $30 \text{ kV}/\text{div.}$ ，  
 $v_{\text{probe}}$ :  $1 \text{ V}/\text{div.}$ 。

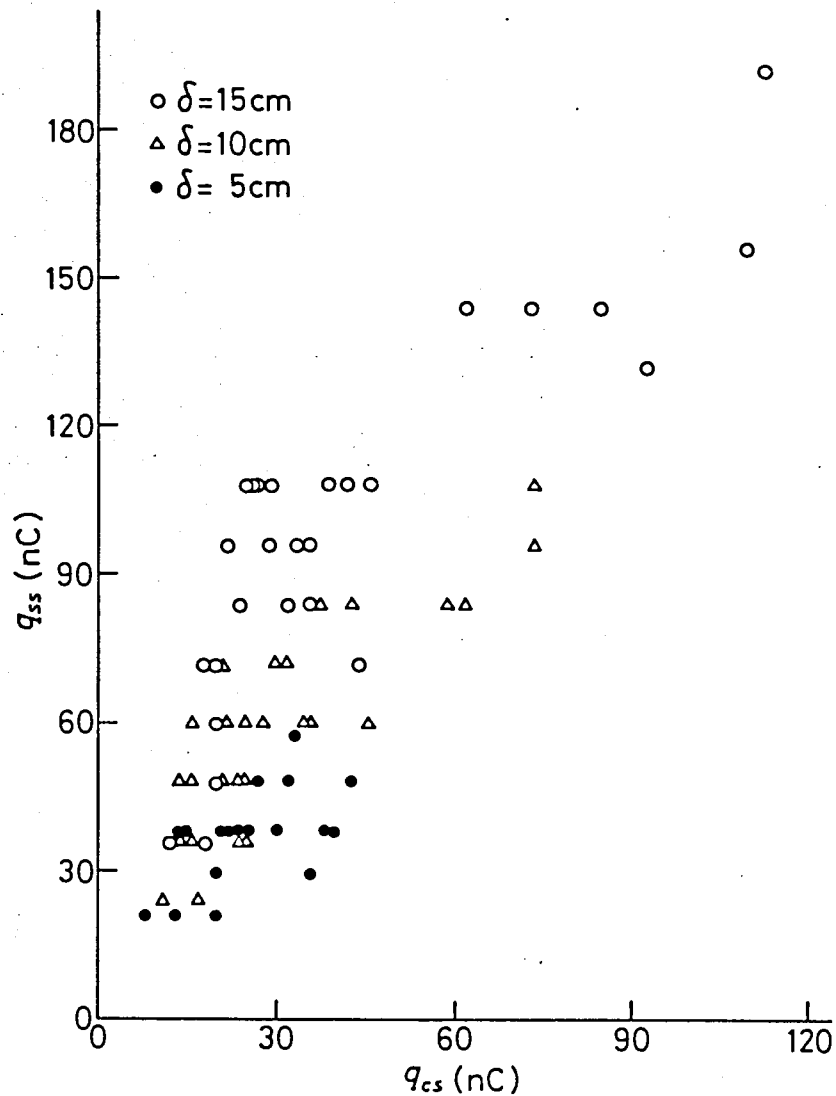


オ4・35図 ストリーマ発生  
時の電流波形  $i$  と  $v_{\text{probe}}$ 。  
 $\delta = 10 \text{ cm}$ 。掃引:  $0.5 \mu\text{s}$   
 $/\text{div.}$ ，  $i$ :  $0.4 \text{ A}/\text{div.}$ ，  
 $v_{\text{probe}}$ :  $2 \text{ V}/\text{div.}$ 。

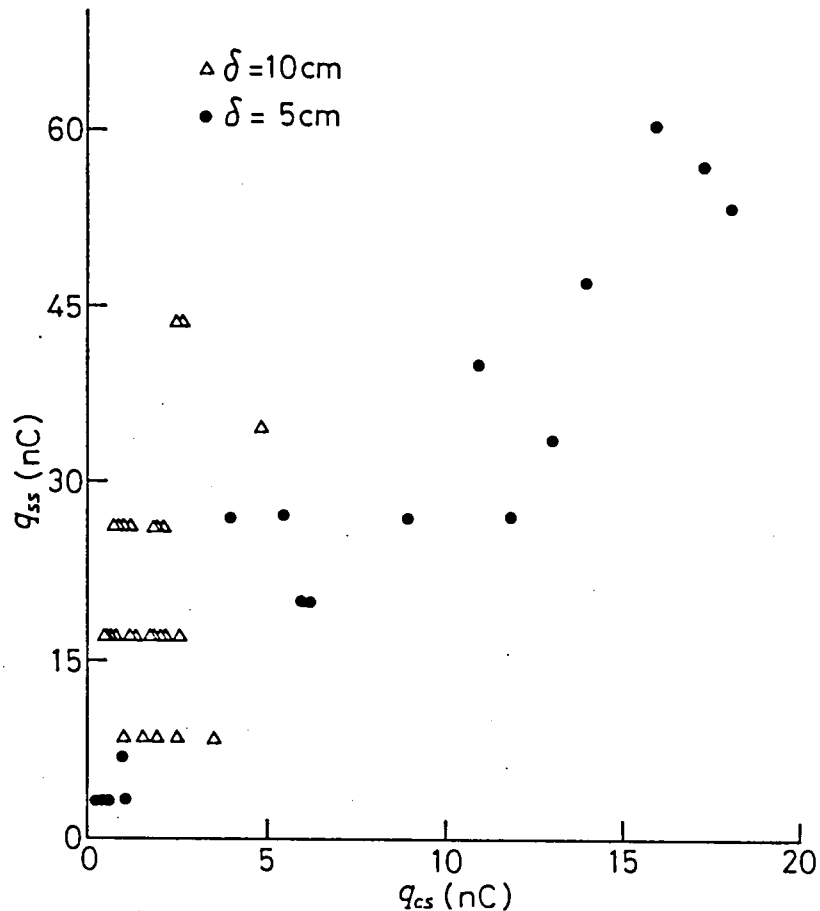
(nC/V)を用いてギャップ中に生じる空間電荷量を求めることができる。なお実験は，正極性に対しては  $\phi = 8 \text{ mm}$ ，  $\delta = 5, 10, 15 \text{ cm}$ ，負極性に対しては  $\phi = 8 \text{ mm}$ ，  $\delta = 5, 10 \text{ cm}$ の条件で行なわれた。

### ＜4・6・2＞ストリーマ発生に伴う空間電荷

オ4・35 図はストリーマ発生時の電流波形  $i$  およびプローブ出力  $v_{\text{probe}}$  の同時測定例を示す。ストリーマ発生時の電流パルスに対応して、 $v_{\text{probe}}$  は段階的に上昇する。 $v_{\text{probe}}$  の上昇量を  $v_s$  (V) とすると、ストリーマによって  $q_{ss} = \epsilon v_s$  (nC) だけの電荷が発生したことになる。ストリーマ電流の時面積分  $q_{cs} = \int i dt$  と  $q_{ss}$  の関係をオ4・36 図 (正極性), オ4・37 図 (負極性) に示す。両図ともデータ点のばらつきはやや大きいが、負極性  $\delta = 10$  cm を除けば、いずれも  $q_{ss}$  はほぼ  $q_{cs}$  に比例する。正極性ではストリーマに伴って発生する空間電荷量は  $\delta$  が大なるほど大きく、 $\delta = 5, 10, 15$  cm に対してそ



オ4・36 図 正極性におけるストリーマの電流積分  $q_{cs}$  対空間電荷  $q_{ss}$  特性。  $\phi = 8$  mm。

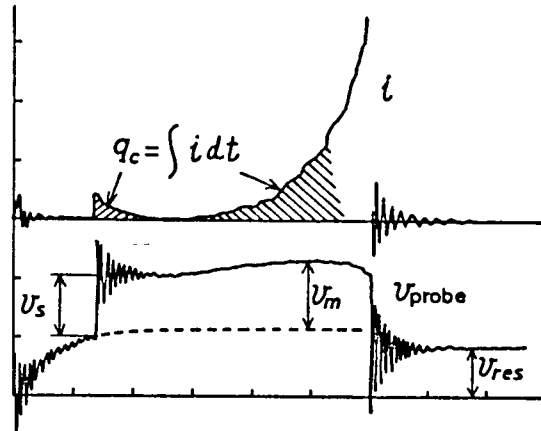


オ4・37 図 負極性におけるストリーマの電流積分  $q_{cs}$  対空間電荷  $q_{ss}$  特性。  $\phi = 8$  mm。

れぞれ約 20~50, 30~100, 40~200 nC である。負極性の空間電荷は正極性に比べて小さく,  $\delta = 5, 10$  cm に対してそれぞれ 5~60, 10~40 nC である。先に<3・3・1>で求めた正極性ストリーマの放電電荷量  $Q_0$  は上記の値の範囲に含まれているが, 負極性(<3・3・2>)の  $Q_0$  は上記の値の2~4倍である。これは, 本節の実験では平板に届くほどの大きい負極性ストリーマが発生しなかったためである。

#### <4・6・3>フラッシュオーバー時の空間電荷

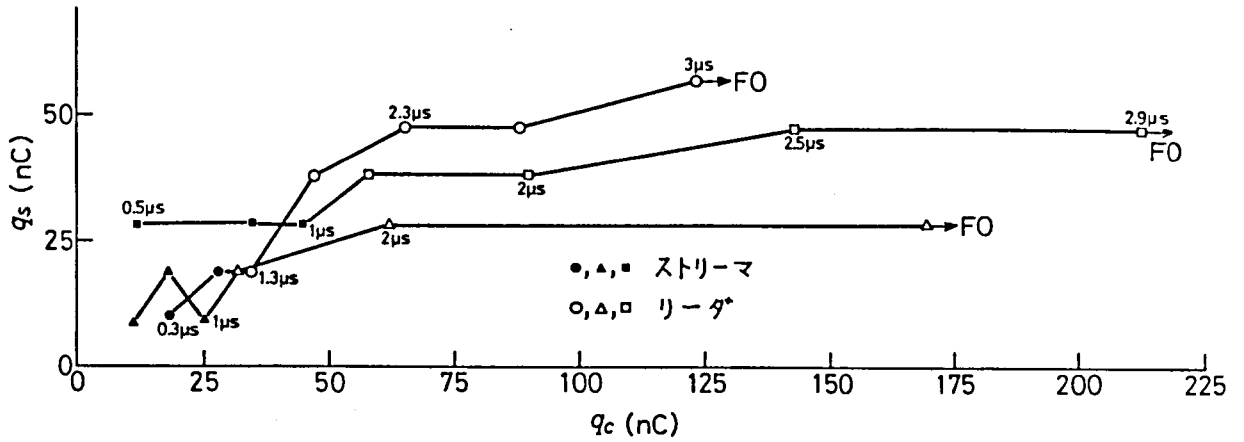
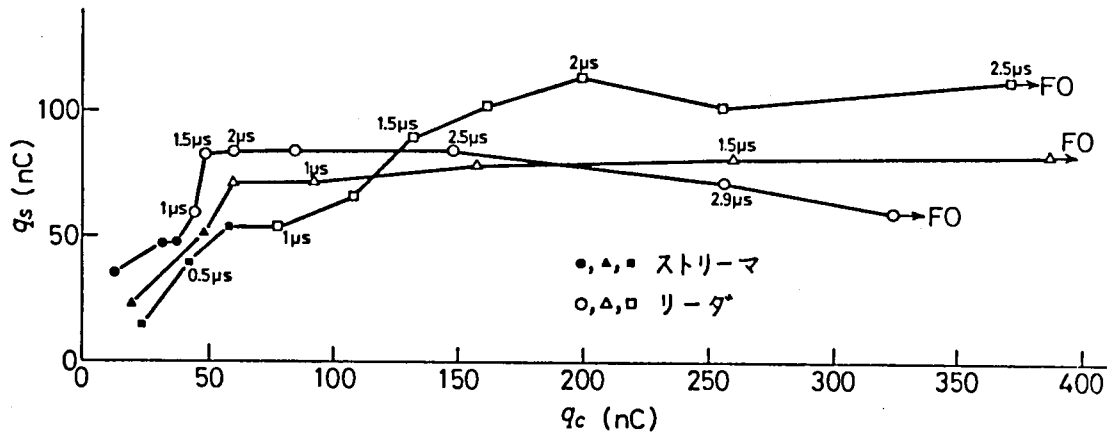
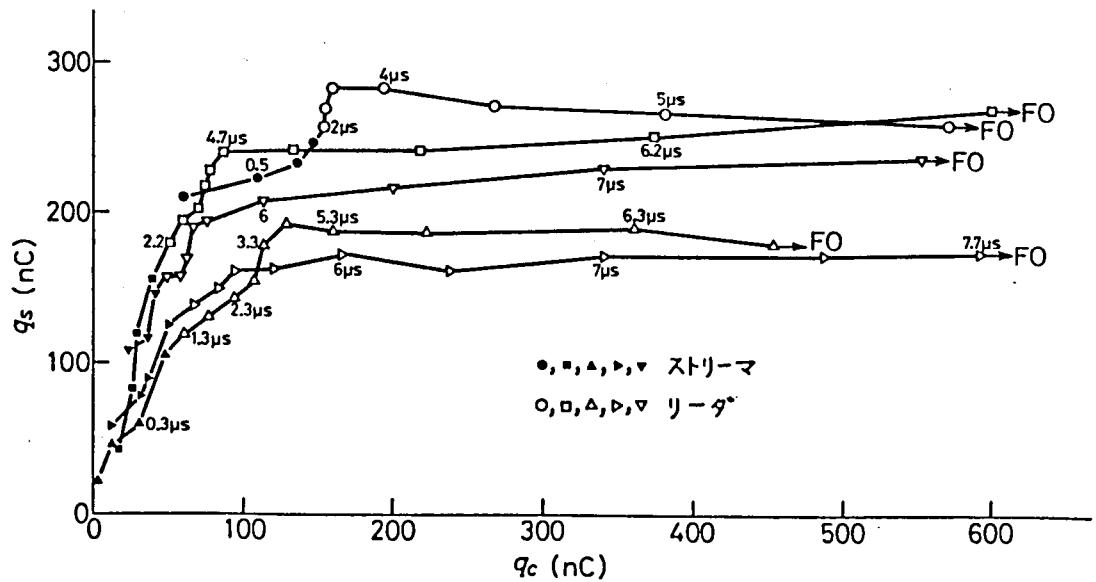
F0 が発生する場合の電流波形  $i$  と  $v_{probe}$  の同時測定例をオ4・38 図に示す。 $v_{probe}$  において, ストリーマ発生時の上昇分を  $v_s$ , フラッシュオーバーまでに経験する最大値(印加電圧成分を除去する)を  $v_m$ , F0以降の値を  $v_{res}$

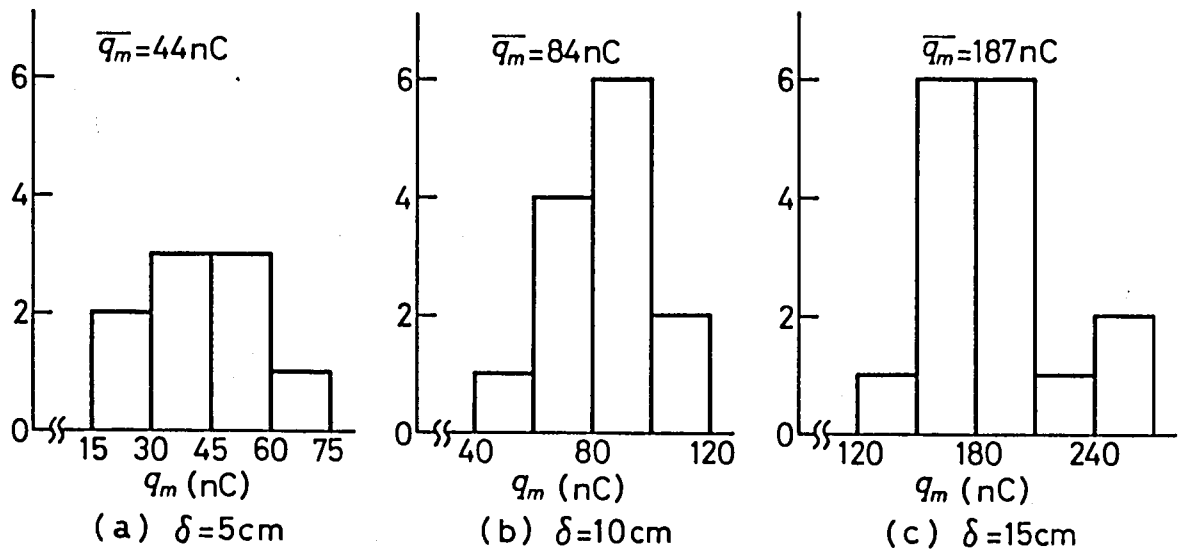


オ4・38図 F0時の電流波形  $i$  と  $U_{\text{probe}}$   
 の例。  $\delta = 15 \text{ cm}$ 。 掃引:  $0.5 \mu\text{s}/\text{div.}$ ,  
 $i$ :  $0.4 \text{ A}/\text{div.}$ ,  $U_{\text{probe}}$ :  $2 \text{ V}/\text{div.}$

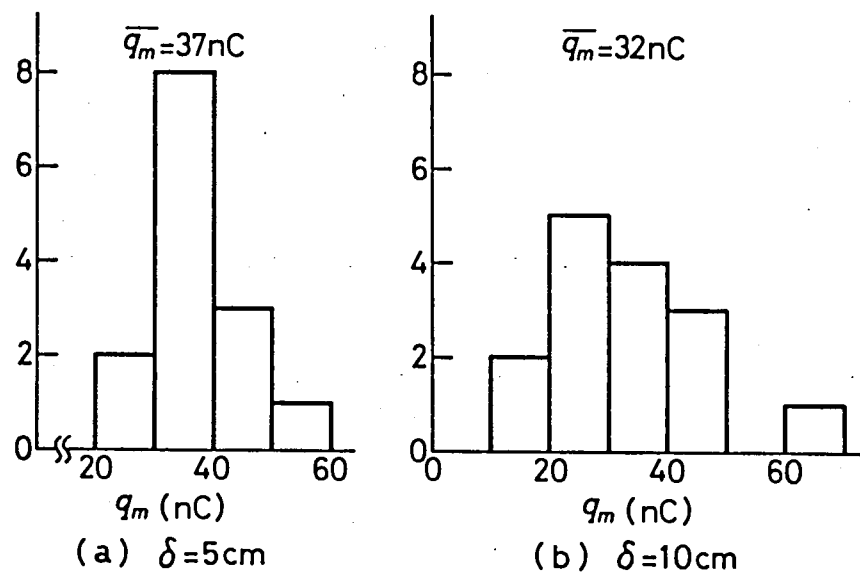
とする。オ4・38図からも明らかであるが、リーダの伸展する段階では、ギャップを流れる電流の積分値から求めた放電電荷量  $q_c (= \int i dt)$  が増加するにもかかわらず、空間電荷は少ししか増加しない。オ4・39図はF0を生じるいくつかの例について、放電電荷量  $q_c$  を横軸に、空間電荷量  $q_s$  を縦軸にとった位相面の上で、ストリーマ発生からF0に至る間の軌跡を示す。同図中の数字はストリーマ発生から測った時間角を示す。同図から、いずれの場合にもストリーマの段階では  $q_s$  は  $q_c$  とともに増加するが、リーダの伸展段階になると  $q_c$  の急激な増加に対して  $q_s$  は著しい飽和を示す。負極性においても同様の関係が成立すると考えられるが、F0時の電流波形の立上りが急激であるため、 $q_c$  の測定が困難である。

オ4・40, 41 図は  $q_m$  の度数分布を示す。正極性の場合、同一ギャップ条件においても  $q_m$  はかなりばらつくが(最大値と最小値の比は2~5倍)、平均値でみると、 $\delta = 5, 10, 15 \text{ cm}$  に対してそれぞれ 44, 84, 187 nC となり、ほぼ  $\delta$  に比例する。負極性(オ4・41 図)においてもばらつきの程度は正極性の場合とほぼ同じであるが、 $q_m$  の平均値は  $\delta = 5, 10 \text{ cm}$  に対してそれぞれ 37, 32 nC となり、正極性の場合と逆の傾向を持つが、データ数が少ないため断定はできない。いずれにしても、 $q_m$  の値は正極性の方が負極性に比べて少し大きい。

(a)  $\delta = 5$  cm, 正極性(b)  $\delta = 10$  cm, 正極性(c)  $\delta = 15$  cm, 正極性オ4・39 図 F0 時の  $q_c$ - $q_s$  面上の軌跡。



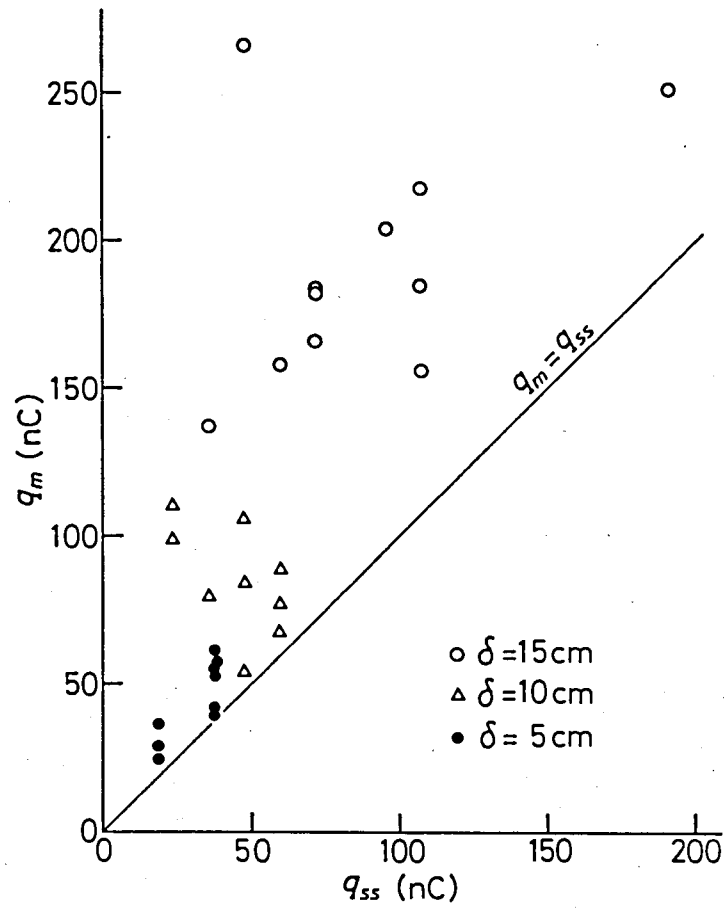
オ4・40図 フラッシュオーバー時の空間電荷の最大値  $q_m$  の度数分布。正極性。



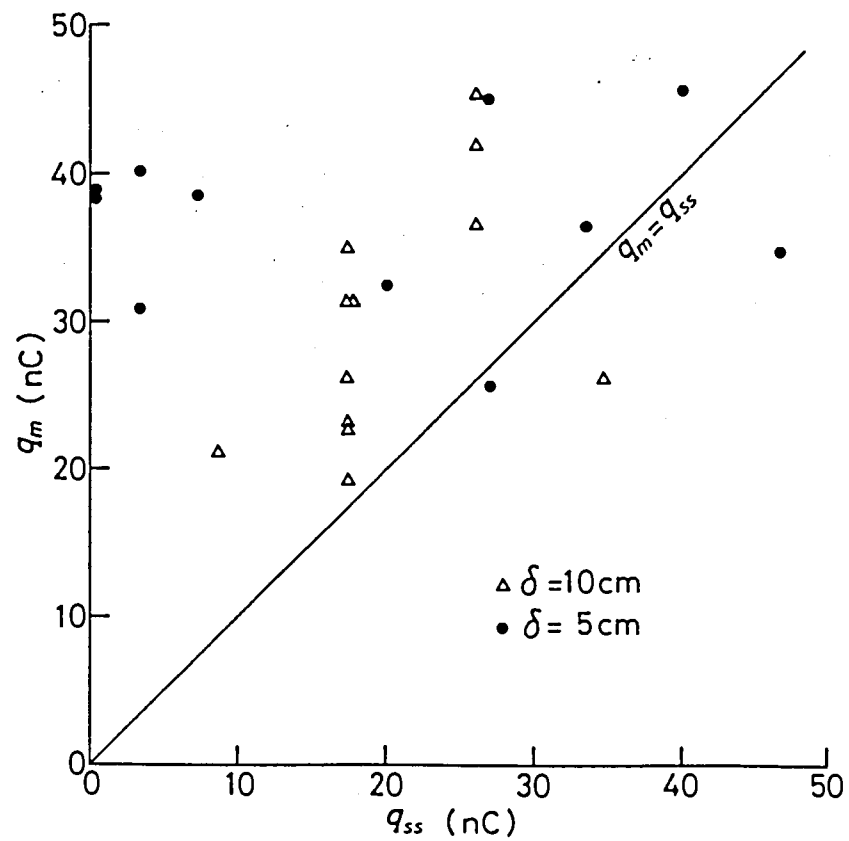
オ4・41図 フラッシュオーバー時の空間電荷の最大値  $q_m$  の度数分布。負極性。

オ4・42, 43 図は, FO を生じる場合について, ストリーマだけによる空間電荷量  $q_{ss}$  と, FO までに経験する最大電荷量  $q_m$  の関係を示す。正極性(オ4・42 図)では両者の相関はかなり強い ( $q_m \approx 2q_{ss}$ )。また, すべての点が  $q_m > q_{ss}$  を満たしている。一方負極性(オ4・43 図)では両者の相関は弱く, 特に  $\delta = 5 \text{ cm}$  では  $q_m$  は  $q_{ss}$  の値に無関係に 25~45 nC である。また 3 点で  $q_m > q_{ss}$  が満足されない。





オ4・42図 F0時のストリーマ空間電荷  $q_{ss}$  対最大空間電荷  $q_m$  特性(正極性)

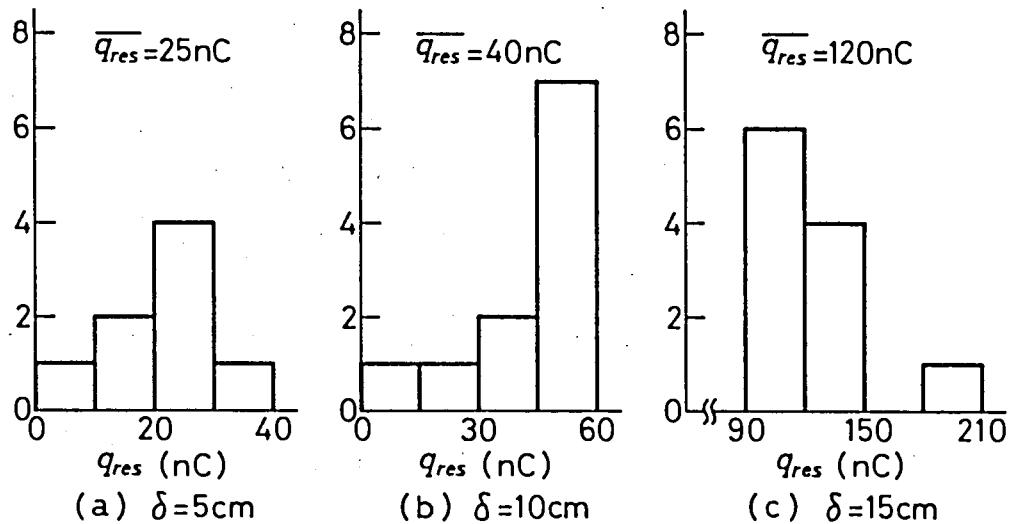


オ4・43図 F0時のストリーマ空間電荷  $q_{ss}$  対最大空間電荷  $q_m$  特性(負極性)

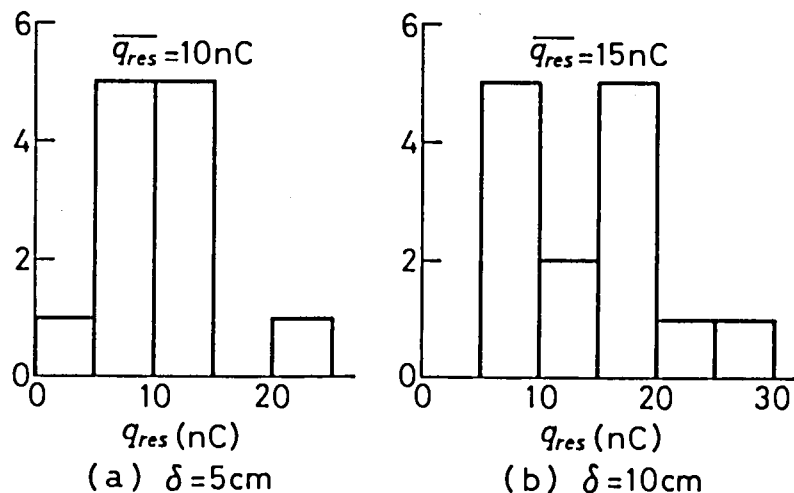
#### ＜4.6.4＞フラッシュオーバー後の残留電荷

ギャップがFOすると，電極間の電圧はアーク維持電圧（ $\approx 100\text{V}$ ）にまで低下するにもかかわらず， $v_{\text{probe}}$  は零にならず， $v_{\text{res}}$  なる値を保つ。これは，FOが生じた後もギャップ空間に電荷が残ることを示している。

オ4.44，45図はFO後の残留電荷  $q_{\text{res}}$  の度数分布を示す。 $q_{\text{res}}$  のばらつきは  $q_m$  のそれとほぼ同じである（最大値と最小値の差は  $q_m$  の方が大きい，それらの比は  $q_{\text{res}}$  の方が大きい）。 $q_{\text{res}}$  の平均値は，正極性， $\delta=5$ ，10，15 cm に対してそれぞれ 25，40，120 nC，負極性， $\delta=5$ ，10 cm に対してそれぞれ 10，15 nCで，正は負の約2.5倍である。

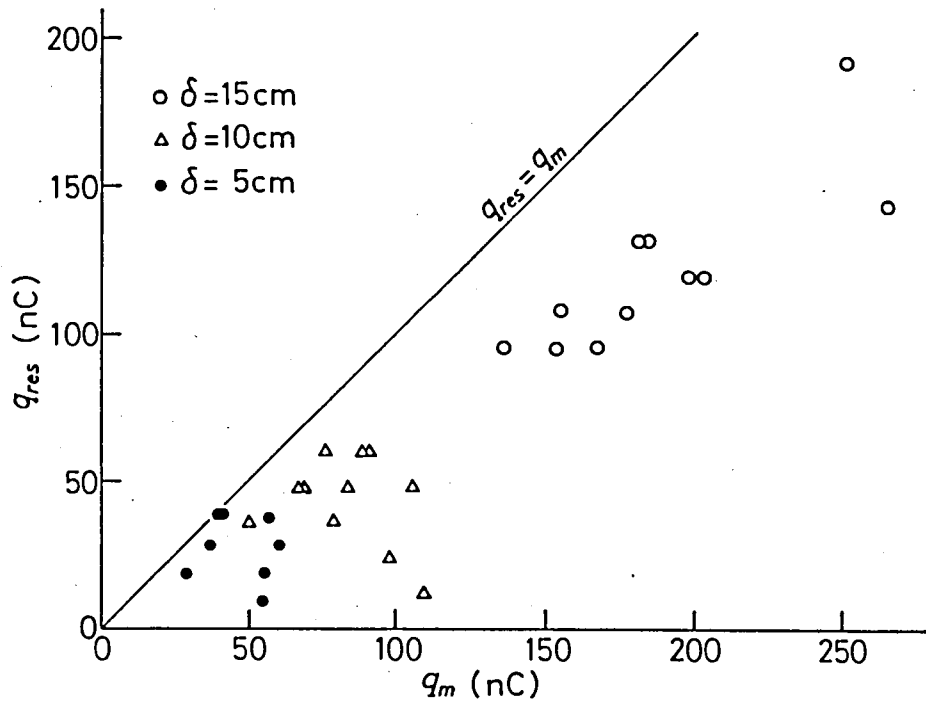


オ4.44図 フラッシュオーバー後の残留空間電荷  $q_{\text{res}}$  の度数分布（正極性）。

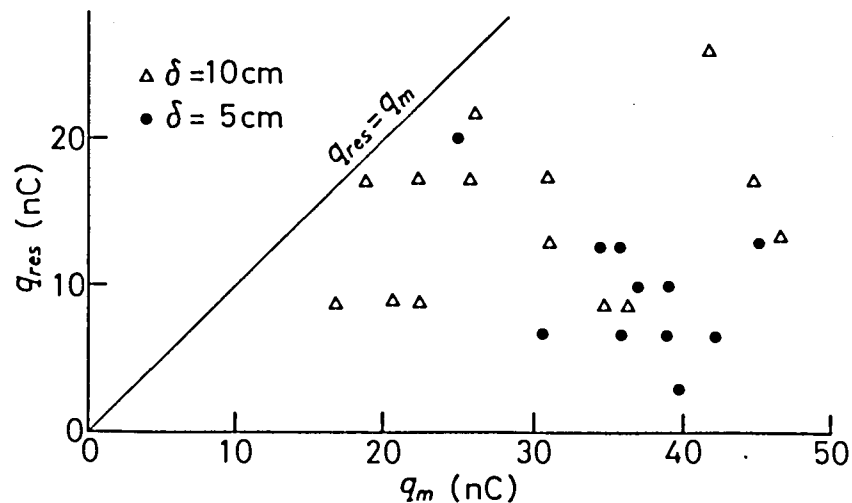


オ4.45図 フラッシュオーバー後の残留空間電荷  $q_{\text{res}}$  の度数分布（負極性）。

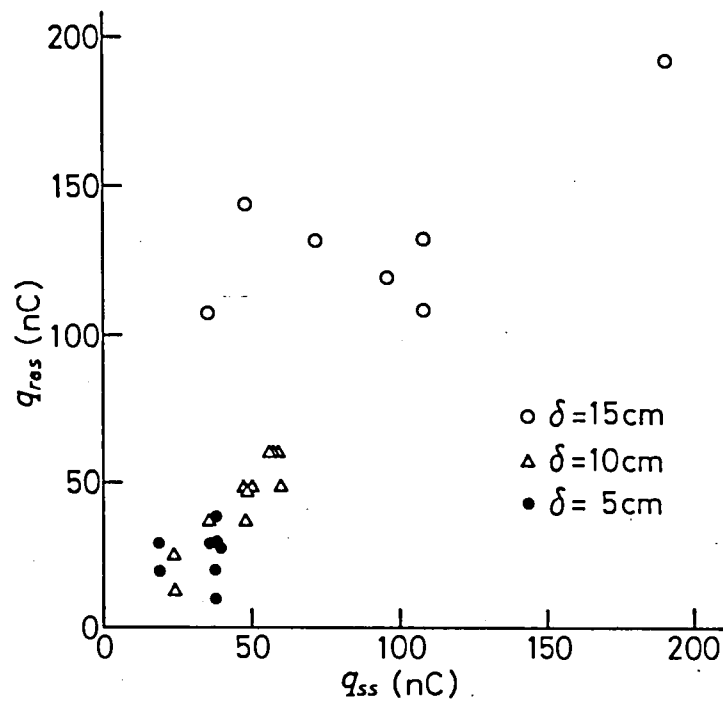
オ4・46, 47 図は  $q_m$  と  $q_{res}$  の関係を示す。正極性(オ4・46 図)では、両者の間にはかなり強い相関があり ( $q_{res} \approx 2/3 q_m$ )、しかもすべての場合に  $q_{res}$  は  $q_m$  より小さい。また負極性(オ4・47 図)では、 $q_{res}$  はすべて  $q_m$  より小さいが、両者の相関は正極性の場合に比べて弱い。これらを、 $q_m$  のかわりに  $q_{ss}$  との関係でみると、オ4・48, 49 図となり、正、負両極性とも  $q_{ss}$  と  $q_{res}$  の間には弱い相関がみられる。当然のことながら、この場合には  $q_{res} < q_{ss}$  は成立しない。



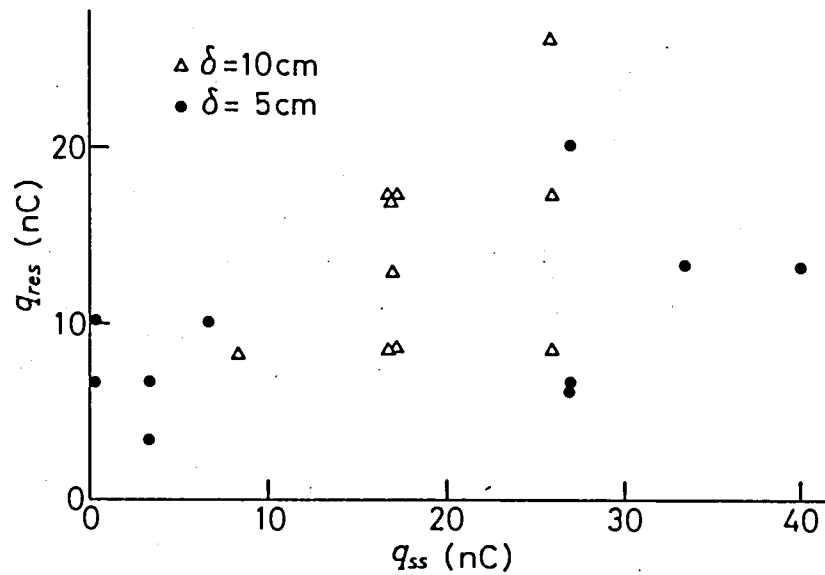
オ4・46 図  $q_m$  対  $q_{res}$  特性(正極性)



オ4・47 図  $q_m$  対  $q_{res}$  特性(負極性)



オ4.48図  $q_{ss}$  対  $q_{res}$  特性(正極性)



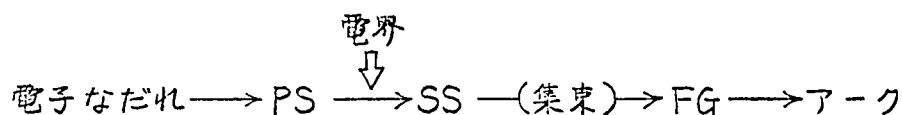
オ4.49図  $q_{ss}$  対  $q_{res}$  特性(負極性)

以上を要約すれば、ストリーマ発生に伴う空間電荷量は、正極性、 $\delta=5\sim 15\text{ cm}$  に対して  $20\sim 200\text{ nC}$ 、負極性、 $\delta=5\sim 10\text{ cm}$  に対して  $5\sim 60\text{ nC}$  である。FOが生じるまでにギャップに生じる空間電荷の最大値は、正極性で  $20\sim 260\text{ nC}$ 、負極性で  $20\sim 60\text{ nC}$  である。これらは、ギャップを通して流れる放電電荷量が数百  $\text{nC}$  に達するにもかかわらず、ストリーマだけによる空間電荷量と大差はない。ギャップがFOした後にもギャップ中にはなお正極性で  $200\text{ nC}$  以下、負極性で  $30\text{ nC}$  以下の電荷が残る。

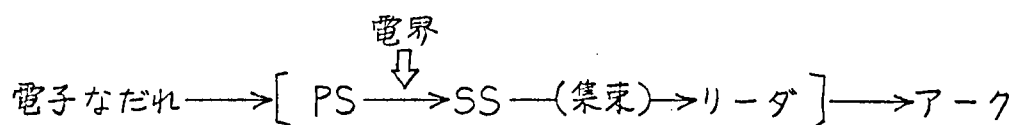
#### §4.7 絶縁破壊の形式

オ3章，オ4章の結果を総合すると，インパルス電圧印加による大気圧空気の絶縁破壊はつぎの2つの形式に分類できる。

##### (1)．短ギャップ型



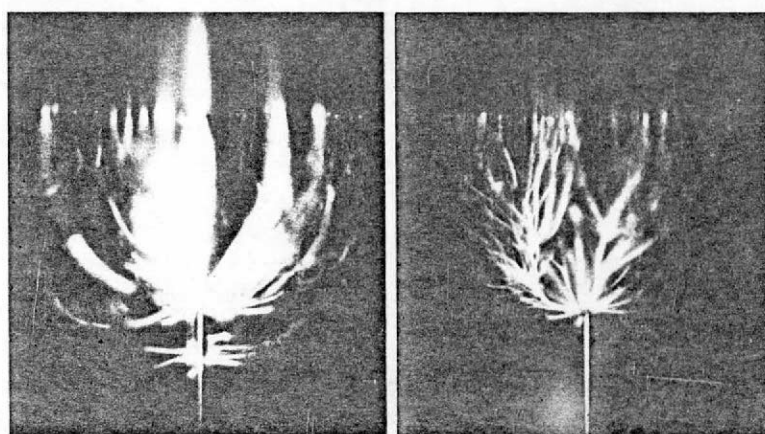
##### (2)．長ギャップ型



ただし [ ] 内の現象は，リーダによってギャップが橋絡されるまでこの過程がくり返される。

短ギャップ型と長ギャップ型の相違点は，SSによるギャップ橋絡の有無にあり，前者は最初のSSによってギャップが橋絡され，後者はそれによって橋絡されない。あるギャップが長短いずれの型の破壊となるかは， $\delta/\rho$ にもよるが，電圧印加の状況（波高値，PS発生瞬時電圧など）によっても変る。オ4・50図は，同一ギャップ（ $\rho=2\text{mm}$ ， $\delta=3\text{cm}$ ，逆配置）に対し，波高値の異なる正極性インパルス印加の例である。同図(a)は波高値，PS発生瞬時電圧ともに高く，SSによってギャップが橋絡されているが，同図(b)は波高値，PS発生瞬時電圧ともに低いため，SSがギャップを橋絡せず，リーダが発生し，上記の分類によれば，長ギャップ型の破壊となる。

短ギャップ型の場合にはFG，長ギャップ型の場合にはリーダがギャップを橋絡すると，ただちにアークチャンネルの形成が始まる（オ5章参照）。



(a)  
 $V_p = 69.0 \text{ kV}$

(b)  
 $V_p = 51.8 \text{ kV}$

オ4・50図 同一ギャップで破壊の形式の異なる例。 $\rho = 2 \text{ mm}$ ,  $\delta = 3 \text{ cm}$ , 逆配置, 正極性。

#### §4.8 要約

本章では、リーダの発生とその伸展過程を前章と同様の手段によって観察し、また、球プローブによってストリーマ発生からFOに至る過程でギャップ中に生じる空間電荷を測定した。得られた結果を以下に要約する。

- (1) 従来の PS, SS につづいて 1 個以上の遅発ストリーマ (DS) が発生する。正, 負両極性において, DS の発生がリーダ発生の特徴である。DS は, それぞれが PS と SS の対からなっており, 最初の PS の発生から DS の発生までの時間は  $\delta$  によく比例する。
- (2) リーダは, 写真上では SS チャンネルの内部に, 細く, かつ強く発光するチャンネルとして観察され, その先端はストリーマ群 (LS) を発生しつつ約  $10^7$  cm/s の速度で伸展する。リーダ伸展により陰極に到達するストリーマ数は指数関数的に増加するが, 陰極が絶縁板で覆われていてもリーダは発生, 伸展が可能であり, いわゆる自己伸展性が確かめられた。
- (3) 正, 負ストリーマの発生に伴って, それぞれ 20~200 nC, および 5~60 nC の空間電荷がギャップ中に発生する。FOが生じるまでに発生する空間電荷の最大値は, 正, 負極性に対してそれぞれ 20~260 nC, および 20~60 nC である。この値は, ギャップを通して流れる放電電荷量がリーダ伸展の最終段階で数百 nC に達するにもかかわらず, ストリーマだけによるものと大差はない。また, ギャップが FO した後にもなおギャップ中には空間電荷が残留し, その値は正, 負極性に対してそれぞれ最大 200 nC および 30 nC である。

オ	5	章	アークチャンネルの特性とその成長過程
---	---	---	--------------------

### §5.1 概説

リーダまたは SS によってギャップが橋絡されるとメインストロークが発生し、いわゆる FO 状態となる。これは絶縁破壊の最終段階にあたり、過渡的なアークであると考えられている。<sup>(2)(57)</sup> 本章では、前章と同様の手段に、さらにマイクロフォトメータによるチャンネルの発光強度分布測定を加えることによって、アークチャンネルの過渡的な特性およびその発達過程を調べている。

ここでは、まず FO 後のアーク電圧、アーク電流、アーク抵抗、アークチャンネルへの注入エネルギー等の時間的变化を調べている。また、 $\delta$  を変化させたアーク電圧の測定値を  $\delta \rightarrow 0$  に外挿することによって、陰極降下電圧がアークとして妥当な値であることを見出している。さらに減光フィルターを用いた静止写真撮影により、アークチャンネルが印加電圧の極性にかかわらず、3 層の部分からなることを明らかにしている。

次に、本章ではマイクロフォトメータによるアークチャンネルの輝度分布測定の結果からチャンネルの半径を決定する方法を提案し、これによってアーク電流の変化に対するアークチャンネルの半径および電流密度の変化を調べている。また、印加電圧さい断によって得られた静止写真に対して同じ方法を適用することにより、アークチャンネルの成長過程、チャンネルの電位傾度、電流密度の時間変化を調べている。

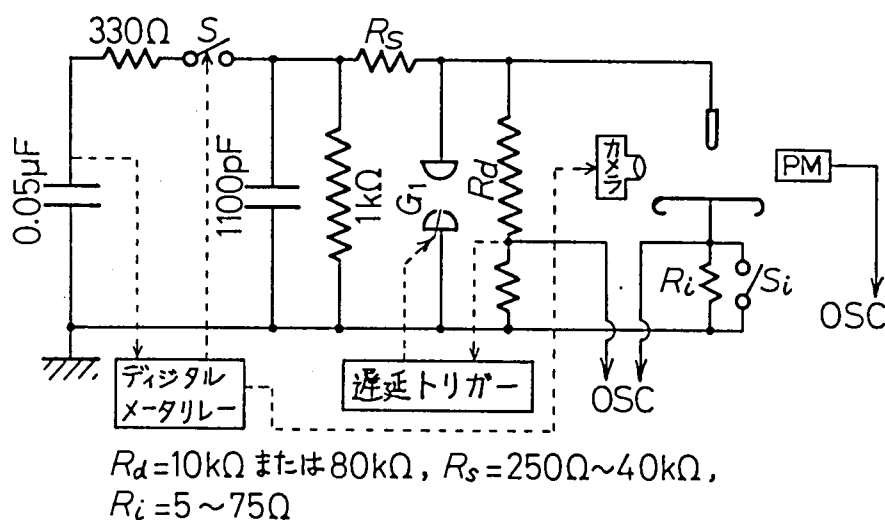
最後に本章では、上記印加電圧さい断によって得られたデータから、アーク電流をパラメータとして、アークチャンネルの導電率の時間変化を求め、その結果をもとに、アークチャンネルの温度を推定している。



## §5.2 アークの過渡特性

### ＜5.2.1＞実験装置および方法

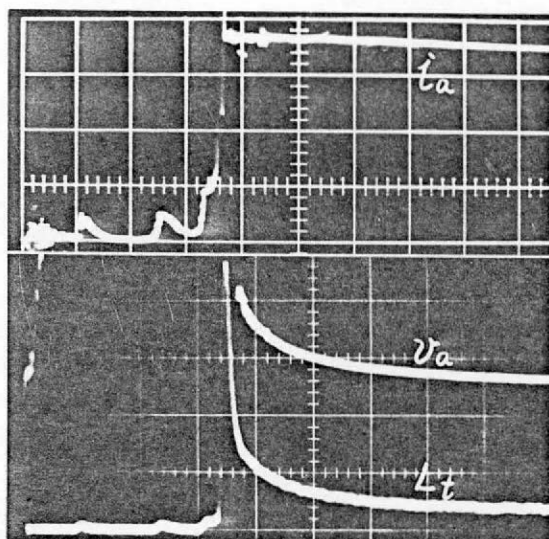
本章における実験ではしばしばアーク電流を制限する必要があるため、オ3・1図の回路の一部を変更し、オ5・1図の回路を用いる。同図における  $R_s$  は電流制限用の直列抵抗で、 $250\Omega \sim 40k\Omega$  の範囲に変化させる。 $R_i$  は電流検出用抵抗で、 $R_s$  の値に応じて  $5 \sim 75\Omega$  の範囲で適当に選んで用いる。なお  $R_i$  の両端は、必要に応じて短絡できる。分圧器  $R_d$  は  $10k\Omega$  また  $80k\Omega$  で、通常は  $10k\Omega$  を、 $R_s = 40k\Omega$  のときは  $80k\Omega$  を用いる。供試電極は  $\rho = 2\text{mm}$  のみとし、陰極材料としては黄銅の他に比較のため鉄とアルミニウムを用いる。



オ5・1図 実験装置

### ＜5.2.2＞アーク電圧，アーク電流，アーク抵抗の時間的変化<sup>(6)</sup>

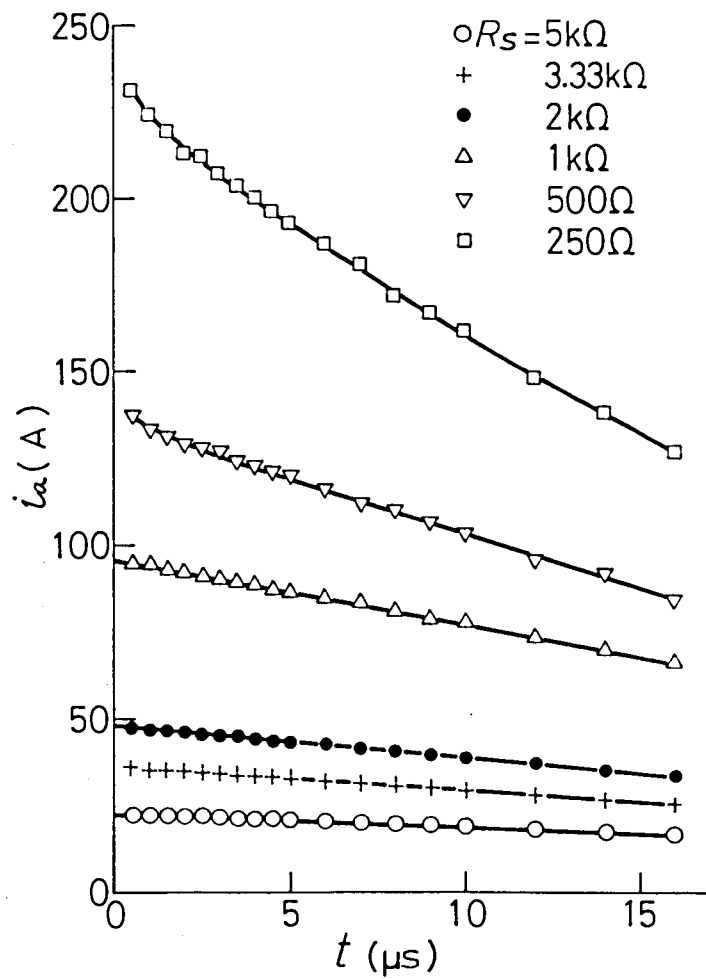
リーダによってギャップが橋絡されると、ごく短時間内にアークに移行して F0 の状態となる。オ5・2図に、F0 の前後における電流  $i_a$ ，ギャップの両端の電圧  $v_a$ ，ギャップ全体の光  $L_t$  の変化を示す。同図から、 $L_t$  は鋭い立上りを有し、アークの開始時刻を決めるのにもっとも適している。



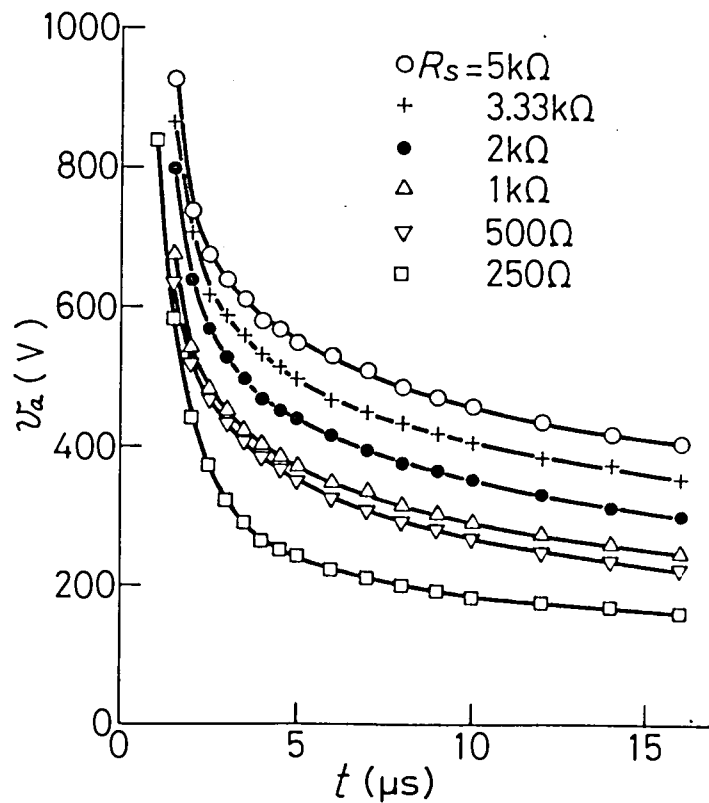
オ5.2図 F0前後の  $i_a$ ,  $v_a$ ,  $L_t$  の変化。 $\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 正配置, 正極性,  $V_p=57.7\text{kV}$ ,  $R_s=5\text{k}\Omega$ , 掃引:  $0.5\mu\text{s}/\text{div.}$ ; 電流:  $4.94\text{A}/\text{div.}$ , 電圧:  $1.6\text{kV}/\text{div.}$

オ5.3～5図はそれぞれ一定の  $\delta$  の下に  $R_s$  を変えた場合のF0以後の時間に対するアーク電流  $i_a$ , アーク電圧  $v_a$ , およびこれらから求めたアーク抵抗  $R_a = v_a / i_a$  の時間変化を示す。 $v_a$  測定時は  $R_i$  は短絡している。これらの図から,  $i_a$ ,  $v_a$  とともに時間とともに低下するが, 早い時間領域 ( $t < 5\mu\text{s}$ ) での  $v_a$  の急速な低下に対応して  $R_a$  も急速に低下する。 $5 \sim 10\mu\text{s}$  を過ぎると,  $v_a$  の低下は緩やかになるが  $i_a$  は減少を続けるため,  $R_a$  は増加しはじめる。したがって,  $R_a$  は  $t = 5 \sim 10\mu\text{s}$  に最小値をもつ。オ5.6図は  $\delta$  を変えた場合の  $R_a$  の時間変化であるが, オ5.5図と同様に  $t = 5 \sim 10\mu\text{s}$  で  $R_a$  は最小となる。なおこの実験では, 陰極材料を黄銅, 鉄, アルミニウムの3種類に変えて, 陰極材料の違いによる  $i_a$ ,  $v_a$  の変化を検討した。しかし  $R_s \leq 40\text{k}\Omega$  の範囲では, それらの陰極材料による相違は観測されていない。

$i_a$  と  $v_a$  の積は, アークチャンネルに注入される電力  $P_a$  を与える。オ5.7図は  $P_a$  の時間変化を  $L_t$  (任意目盛) のそれとともに広い時間領域 ( $0.05 \sim 50\mu\text{s}$ ) で示す。同図から,  $P_a$  と  $L_t$  はともに時間とともに急速に減少する。



オ5・3図 アーク電流  $i_a$  の時間的变化。  $\delta = 6\text{cm}$ 。



オ5・4図 アーク電圧  $v_a$  の時間的变化。  $\delta = 6\text{cm}$ 。

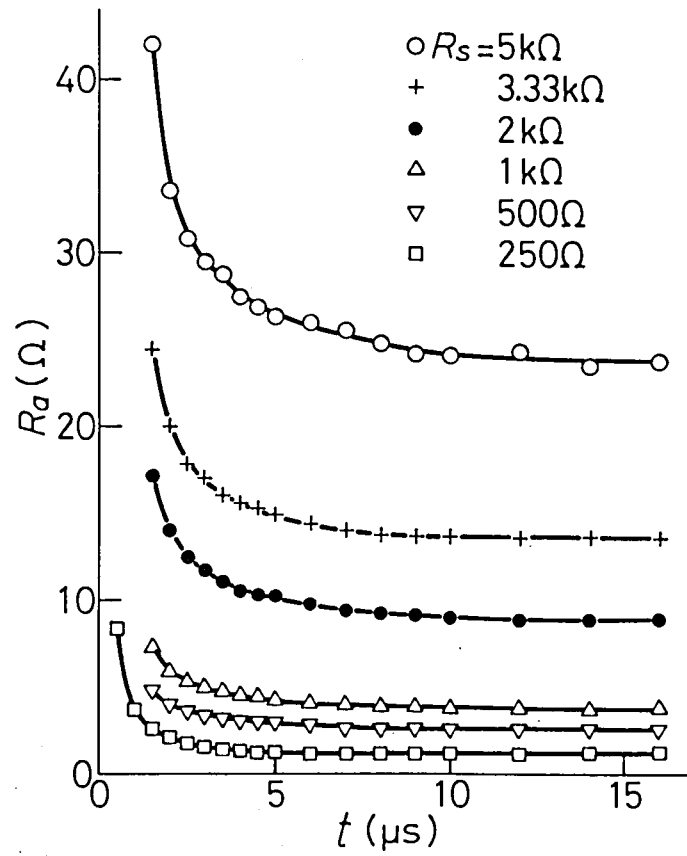


図5・5 アーク抵抗  $R_a$  の時間的变化。  $\delta = 6\text{ cm}$ 。

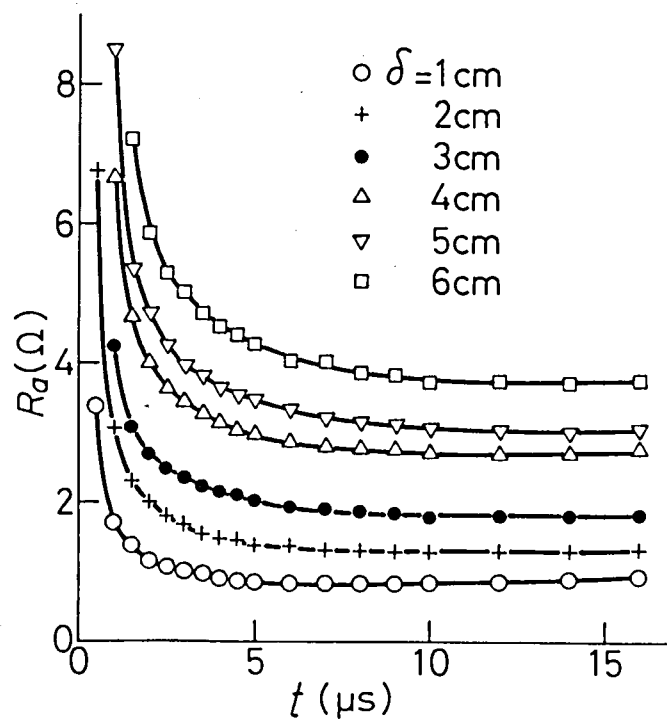


図5・6 アーク抵抗  $R_a$  の時間的变化。  
 $V_p = 76\text{ kV}$ ,  $R_s = 1\text{ k}\Omega$ 。

同図を書きかえて  $P_a$  と  $L_t$  の関係を見ると、オ5・8図のようになる。同図から、アークの初期の段階 ( $t < 0.2 \mu s$ ) を除けば、ほぼ  $L_t \propto P_a$  とみなすことができる (<3・4・3> 参照)。

### <5・2・3> アークの抵抗と電位傾度<sup>(62)</sup>

オ5・5, 6図において、アーク抵抗  $R_a$  はFO後5~10 $\mu s$  で最低値となる。ここでは、アークの特性の指標として、アークに関する諸量の  $t = 5 \mu s$  における値を採用し、添字0を付して示す ( $R_{a0}$ ,  $v_{a0}$ ,  $i_{a0}$  等)。

オ5・9図は、 $i_{a0}$  をパラメータとして、 $\delta$  と  $v_{a0}$  の関係を示す。同図から、 $v_{a0}$  は  $\delta$  に対してほぼ直線的に変化する。 $\delta \rightarrow 0$  としたときの  $v_{a0}$  の値はアークの陰極および陽極降下の和を与えることになり、同図からはその値として約10Vを得る。グローおよびアークに対する陰極降下はそれぞれ数100V および数Vであるから、<sup>(63)</sup> ここで得た値はアークの陰極降下として妥当な値である。

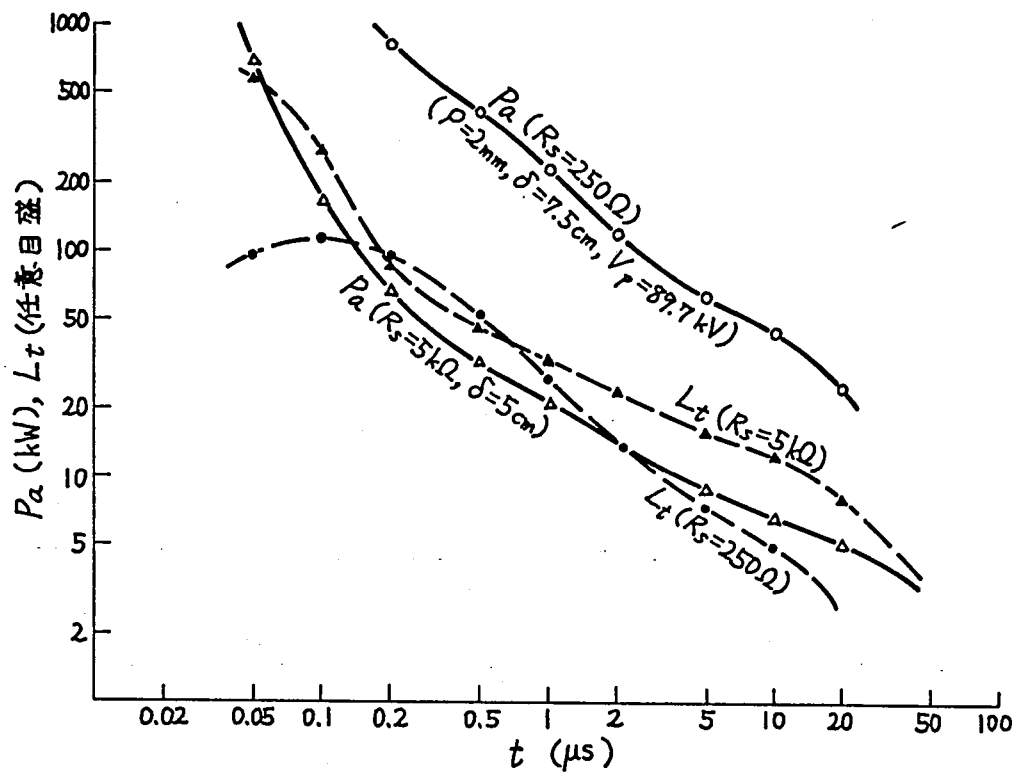
オ5・9図における直線の勾配は、アークチャンネル中の電位傾度  $E_{a0}$  を与える。オ5・10図は、 $i_{a0}$  と  $E_{a0}$  の関係を示す。これらはいずれも定常アークの電位傾度に比べて4~5倍大きい。<sup>(63)</sup>

オ5・11図は、 $i_{a0}$  をパラメータとして、 $\delta$  に対する  $R_{a0}$  の変化を示す。同図から、 $v_{a0}$  と同様に、ほぼ  $R_{a0} \propto \delta$  とみなすことができる。またその傾きは、 $i_{a0}$  に対して反比例的に変化する (オ5・1表)。

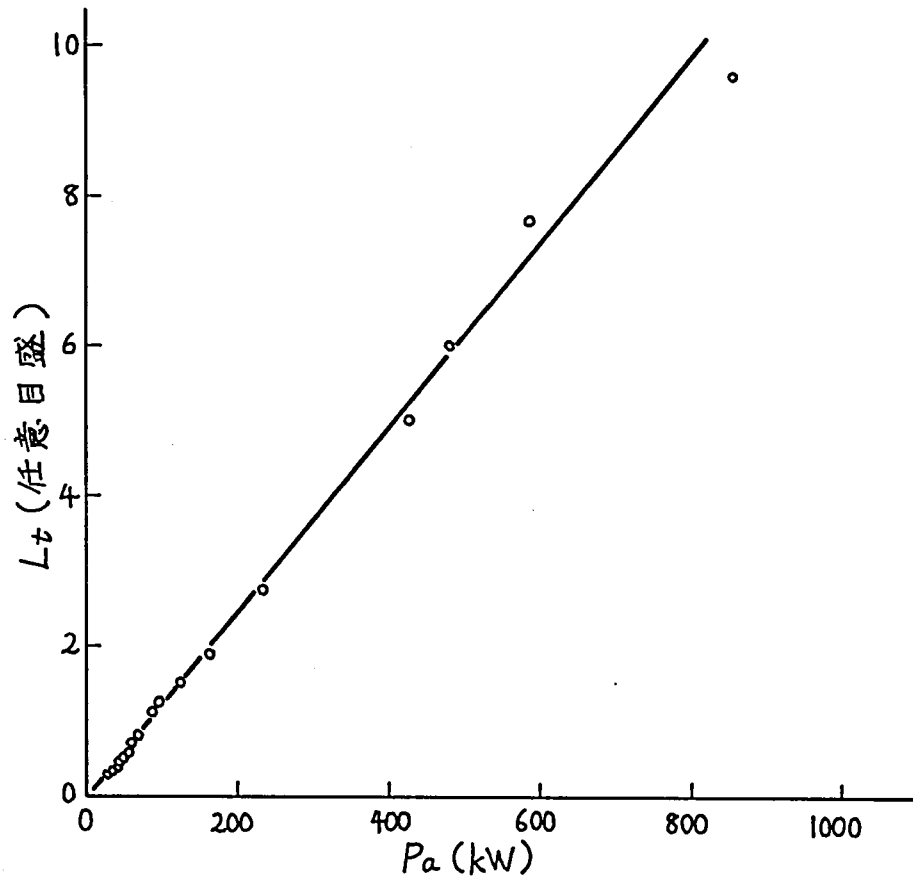
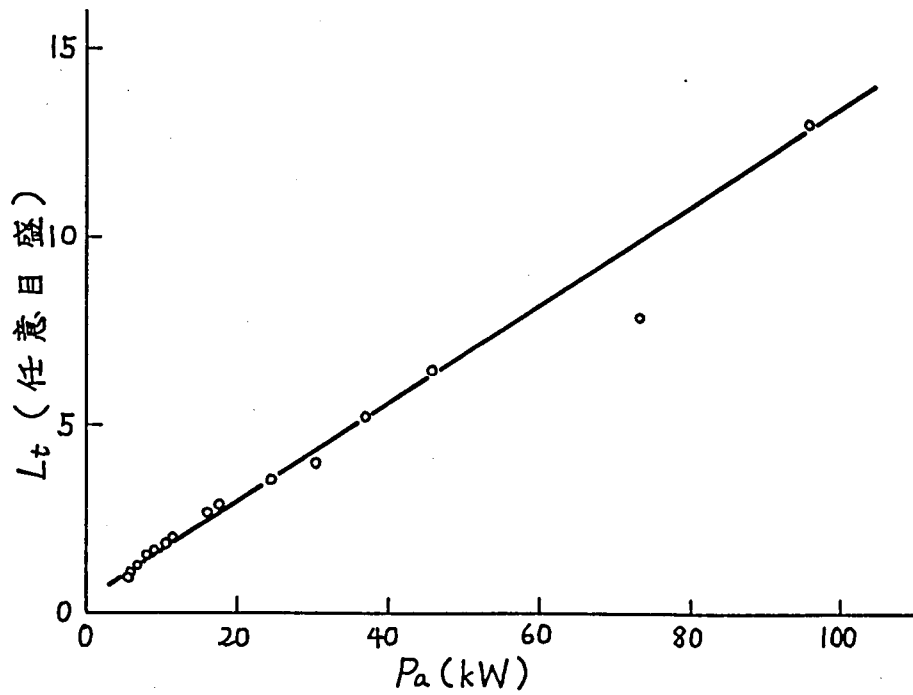
オ5・1表 アークチャンネルの単位長当りの抵抗

$i_{a0}$ (A)	19	29	39	78	110	180
単位長当りの抵抗 ( $\Omega/cm$ )	4.5	2.5	2.0	0.72	0.49	0.21

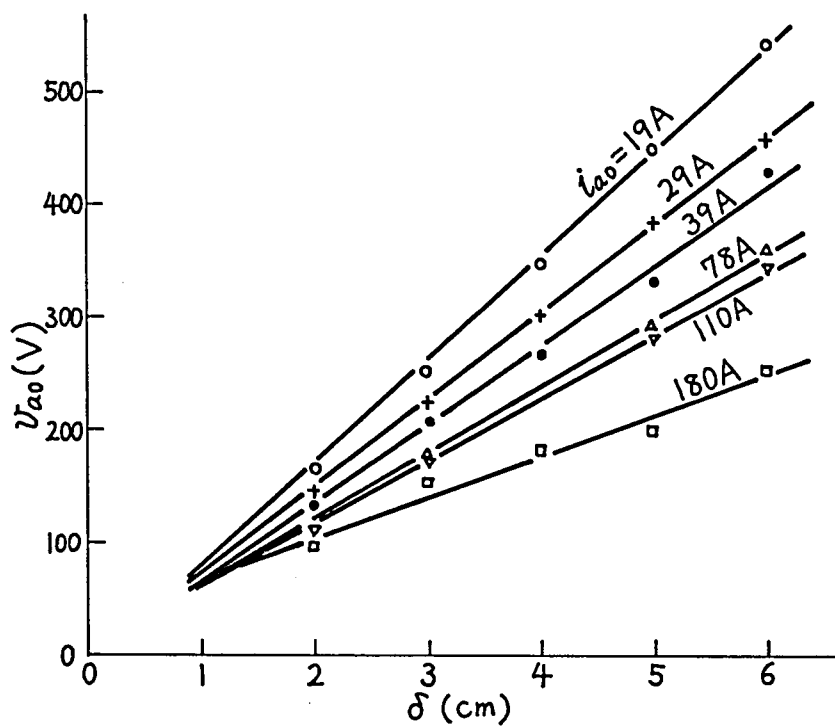
オ4・9, 11図の特性が直線的であることは、アークチャンネルが長さの方向



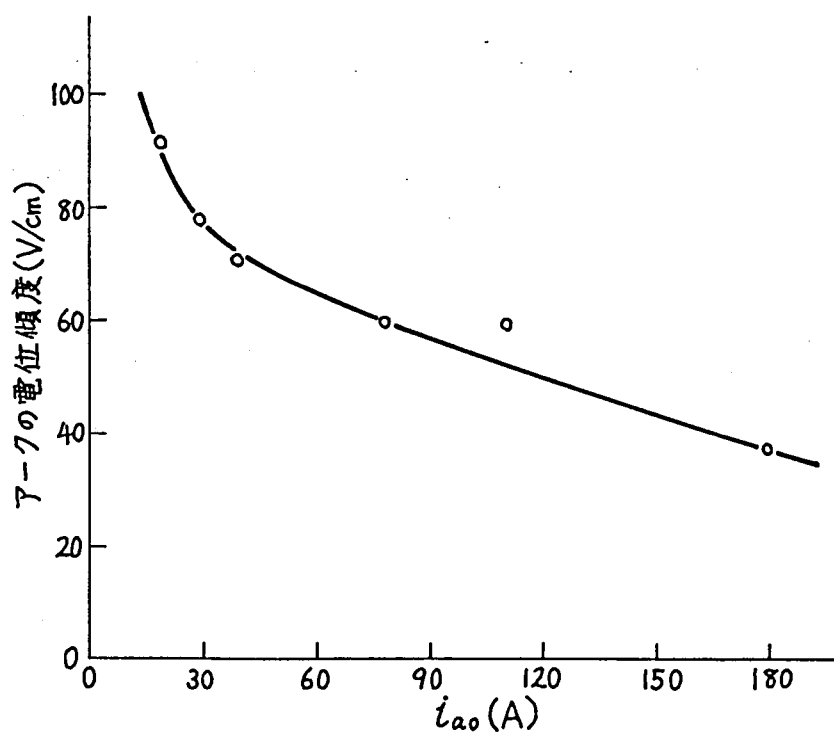
才5・7図 アーク電力  $P_a$  および光波形  $L_t$  の時間的变化。

(a)  $R_s = 250 \Omega$ (b)  $R_s = 5 k\Omega$ 

オ5.8図  $P_a$  と  $L_t$  の関係。

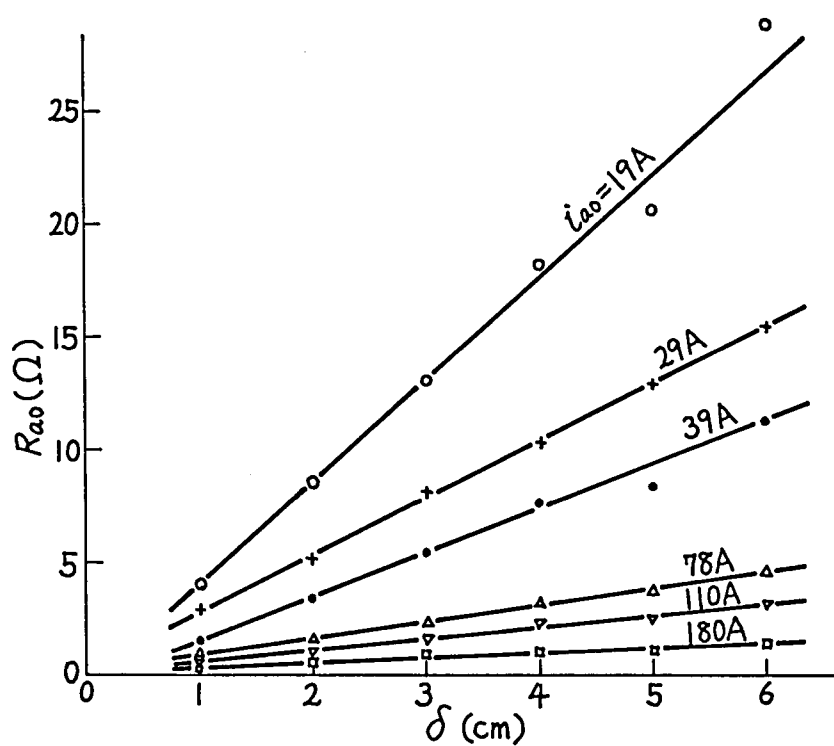


オ5・9図 F0後  $5\mu s$  におけるアーク電圧  $U_{ao}$  ( $i_{ao}$  パラメータ)。

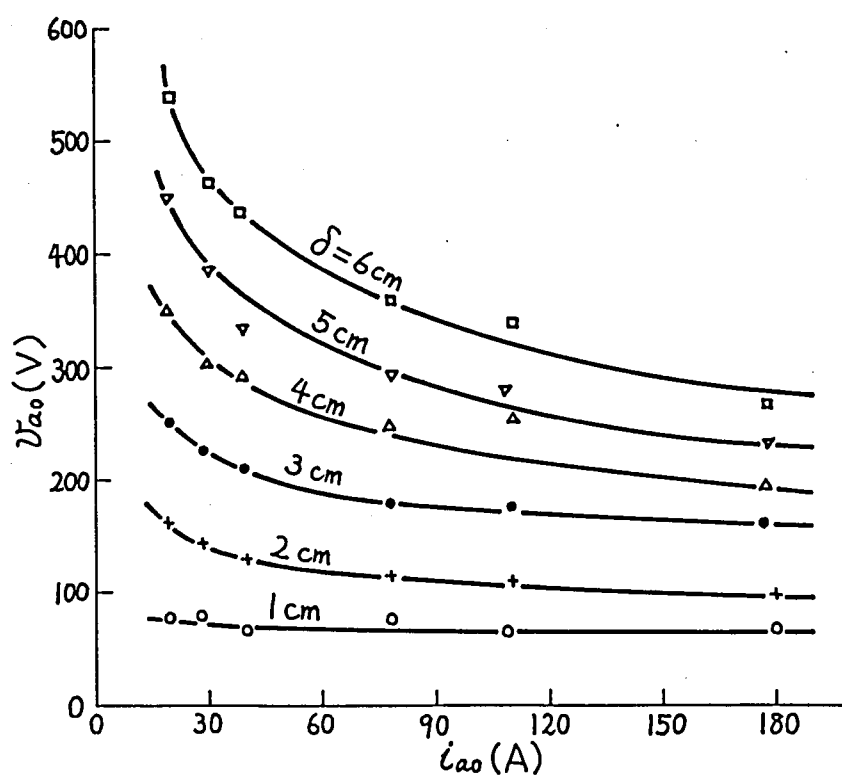


オ5・10図 F0後  $5\mu s$  のアークチャンネル中の電位傾度。





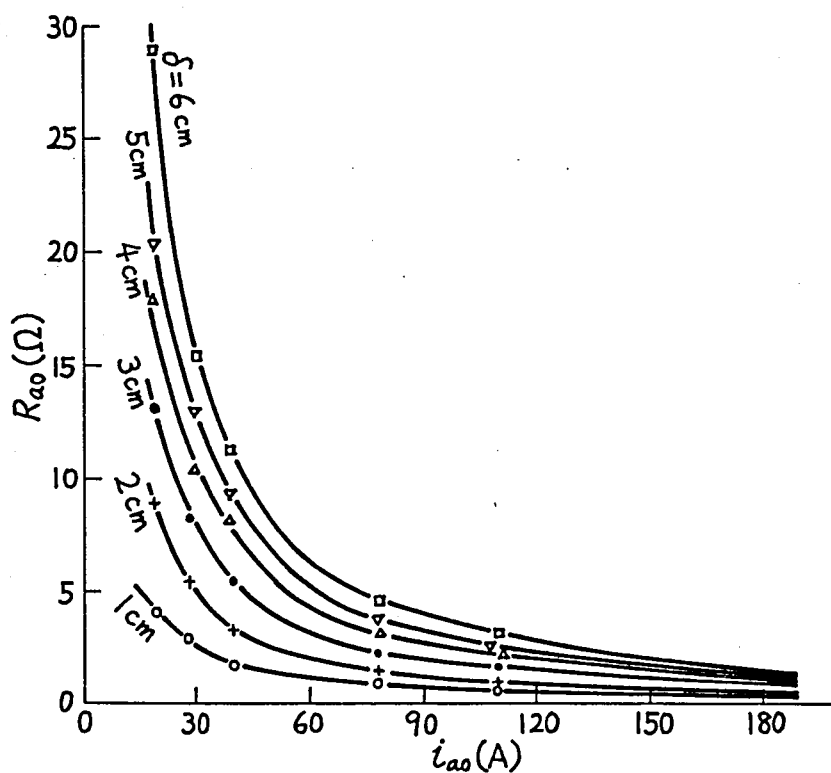
オ5・11図 F0後  $5\mu s$  の  $\delta$ - $R_{ao}$  特性 ( $i_{ao}$  パラメータ)。



オ5・12図 F0後  $5\mu s$  の  $i_{ao}$ - $V_{ao}$  特性 ( $\delta$  パラメータ)。

に対して一様であることを意味する。

才5・12図は、 $\delta$  をパラメータとして、 $i_{ao}$  と  $v_{ao}$  の関係を示す。同図から、 $\delta$  が小さいとき  $v_{ao}$  は  $i_{ao}$  によらずほぼ一定であるが、 $\delta$  が大きくなるにつれて  $v_{ao}$  は  $i_{ao}$  により変化する。しかしその変化の程度は、この測定の範囲では、 $i_{ao}$  の10倍の変化に対してたかだか2倍程度である。才5・13図は、 $\delta$  をパラメータとして、 $i_{ao}$  と  $R_{ao}$  の関係を示す。これらが双曲線に近い形状となることは、才5・12図の結果からも導かれるところである。



才5・13図 F0後  $5\mu s$  の  $i_{ao}$ - $R_{ao}$   
特性 ( $\delta$  パラメータ)。

### §5.3 アークチャンネルの構造とその成長過程<sup>(62)</sup>

#### <5.3.1> 静止写真によるアークチャンネルの構造

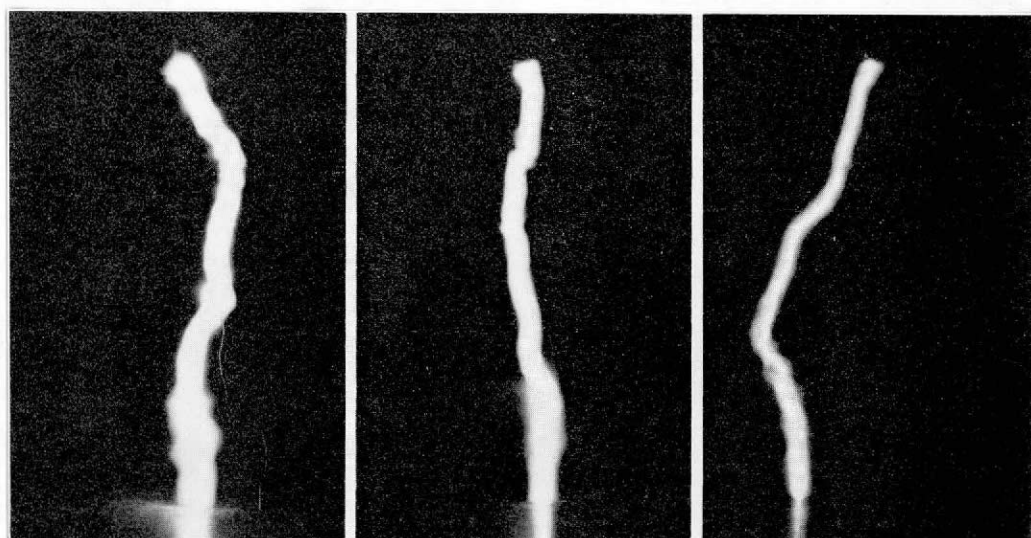
##### (a). 正極性

$\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ ,  $R_s=250\Omega$ , 正配置のギャップにおいて, 正極性インパルス電圧(全波)印加時の F0 の状態を, レンズの絞りと減光フィルターを種々組合せて撮影すると, 才5・14図のようになる。ここで使用した減光フィルターは, 可視光の全領域にわたって平坦な特性をもつ ND フィルターで, ND の後の数値は透過量の逆数を表わす(例えば ND 8 は透過光量が  $1/8$  であることを示す; 付録 B 参照)。同図から, 光量を減少させればアークの像は細くなり, その太さの定義が問題となる(次節参照)。

才5・14図においては, 光量を減じたとき, アークの像が細くなるとともに, 中心部の特に明るく細いチャンネルの存在が明瞭になる(同図(d), (e)参照)。ここではこれを, チャンネルコア(以下, コアと略称)と呼ぶことにする。さらに, 同図(a), (b)にみられるように, アークチャンネルのわん曲部においては, わん曲の内側へ向って微かな光が拡がっており, この部分は, チャンネルから拡散したプラズマであると思われる(後述)。導電に寄与するのは, コアと, 上述の, 露光量によって太さの変る部分であるが(<5.3.3>参照), 後者をここでは才2領域と呼ぶことにする。以上を要約すれば, アークチャンネルは才5・15図(a)に示すような3層構造であると思われる。アークが陰極に接する部分には同図(b)のような現象が観察され, その形状は, アークの陰極部のそれに<sup>(64)</sup>類似している。

##### (b). 負極性

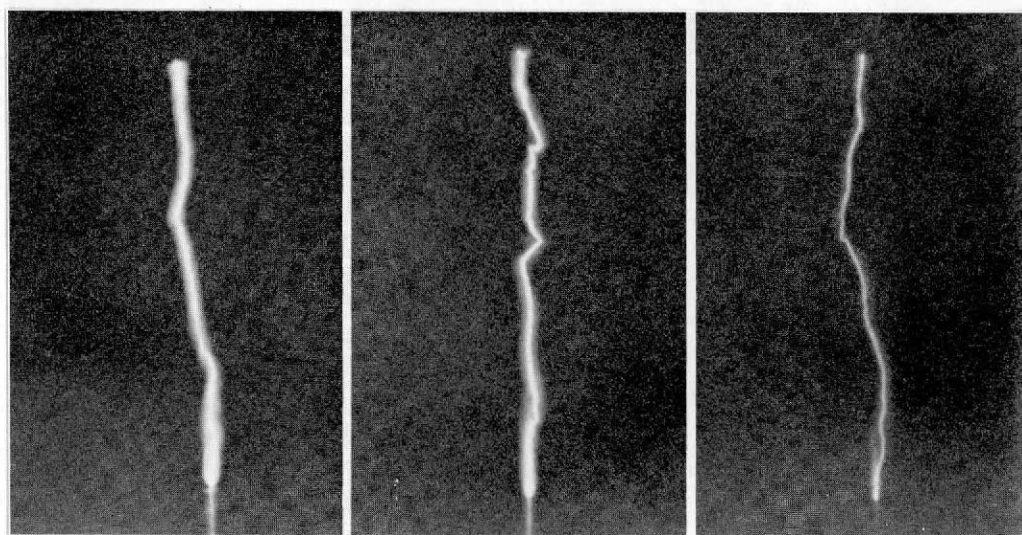
$\rho=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ ,  $R_s=250\Omega$ , 逆配置のギャップに対して, 負極性インパルス電圧(全波)印加時のアークの写真を才5・16図に示す。同図から, ここでもアークチャンネルの3層構造が観察される。このように, アークチャンネル



(a)  
F22, フィルタ  
ーなし。

(b)  
F22+ND4 フィ  
ルター。

(c)  
F22+ND16 フ  
ィルター。

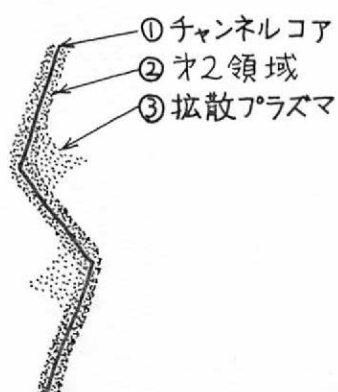


(d)  
F22+ND32  
フィルター。

(e)  
F22+ND64  
フィルター。

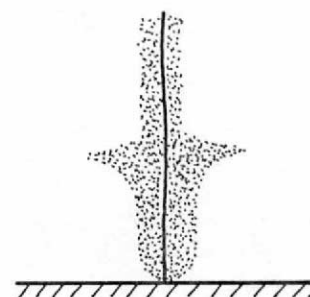
(f)  
F22+ND128  
フィルター。

オ5・14図 露光量によるアークの静止写真の変化。 $\rho$   
 $=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 正配置, 正極性,  $V_p=89.7\text{kV}$ ,  $R_s$   
 $=250\Omega$ , レンズ:  $f=100\text{mm}$ 。



(a)

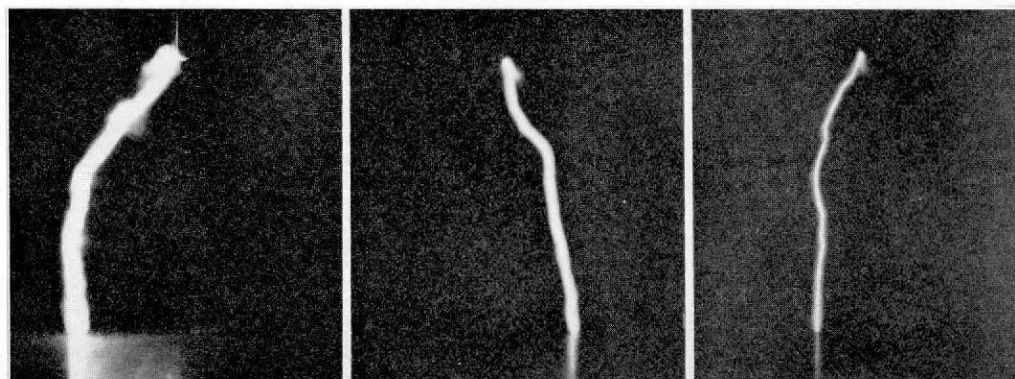
アークチャン  
ネルの構造。



(b)

陰極部の  
拡大図。

オ5・15図 アークチャンネルの構造。



(a)

F8+ND8 フィ  
ルター。

(b)

F16+ND64 フ  
ィルター。

(c)

F16+ND256  
ィルター。

オ5・16図 負極性におけるアークチャンネルの静  
止写真。  $P=2\text{mm}$ ,  $\delta=5\text{cm}$ , 正配置,  $V_p=96.6\text{kV}$ ,  
 $R_s=250\Omega$ , レンズ:  $f=50\text{mm}$ 。

ルの構造に関しては極性効果はみられないので，以下においては正極性だけについて実験を行なう。

### <5.3.2> ミクロフォトメータによる輝度分布の測定

#### (a). 測定方法

アークチャンネルの軸に垂直な方向のみかけの輝度分布をしらべるため，ハレーションや飽和を生じないように，適当な露光量で撮影したフィルム上のアーク像を，ミクロフォトメータ（ナルミ製 NLM-VII 型；以下フォトメータと略記）で分析する。このフォトメータは，小さい矩形の窓を通して平行光線を試料に入射し，試料を透過した光量を検出する構造になっており，試料の透過度を  $T$  とすれば，

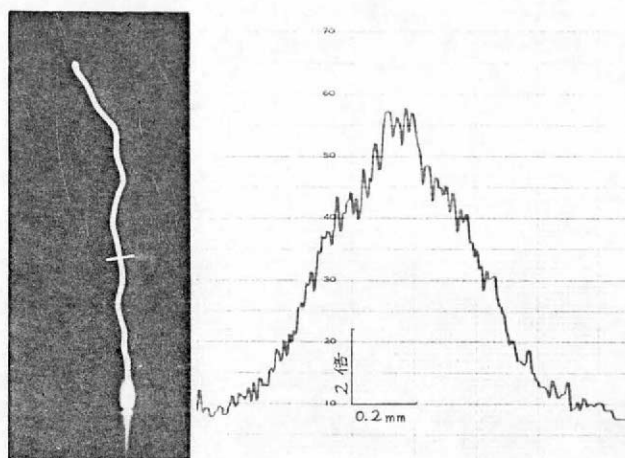
$$D = \log_{10} \frac{1}{T} \text{ ----- (5.1)}$$

で定義される濃度  $D$  が出力としてペンレコーダーに記録される。その測定範囲は， $D$  の最大値と最小値をそれぞれ  $D_{\max}$ ,  $D_{\min}$  とすれば， $D_{\max} - D_{\min} = 2.5$  である。フォトメータの分解能は試料面上で  $(5 \times 5 \mu\text{m})$  であるが，測定に際しては，フィルム上の銀粒子が  $0.5 \mu\text{m}$  程度とやや大きいので，記録の凹凸を緩和するため窓の面積を大きくとり，アークチャンネルの軸方向に  $50 \mu\text{m}$ ，軸と垂直の方向に  $5 \mu\text{m}$  の矩形とし，後者の方向に掃引した。

写真フィルムには露光量  $E$  と  $D$  の間に一定の関係が存在するので，あらかじめこれを実験によって求め，露光が適当な場合には， $D$  対  $\log_{10} E$  が勾配 1 の直線で近似できることを確かめている（付録 C 参照）。これより，フィルム（トライ X フィルムを JIS 標準現像処理したもの）上の濃度測定により，アークチャンネルの輝度分布を知ることができる。

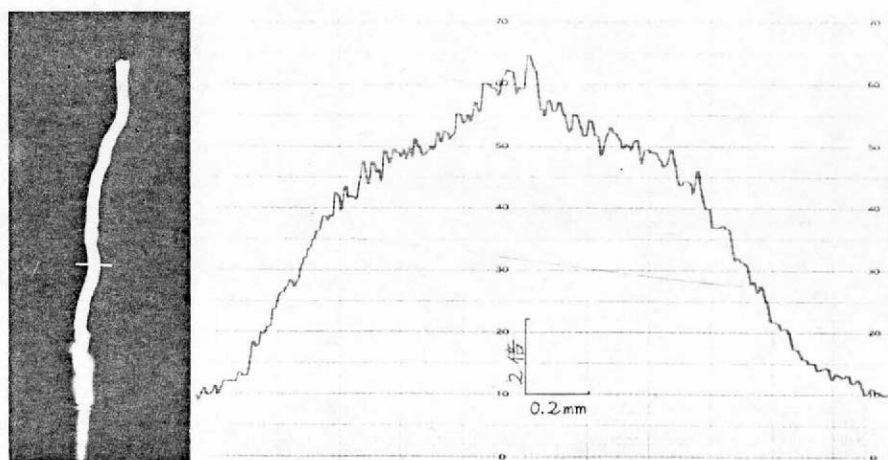
#### (b). 測定例

オ 5.17 図に全波電圧印加によるアークの写真とその濃度測定結果を示す。同図の静止写真は時間的に積分された像を捕えており，瞬間像ではない。オ 5.18 図は，前図の結果をもとにして，中心の輝度を基準として規格化した上で



(a)

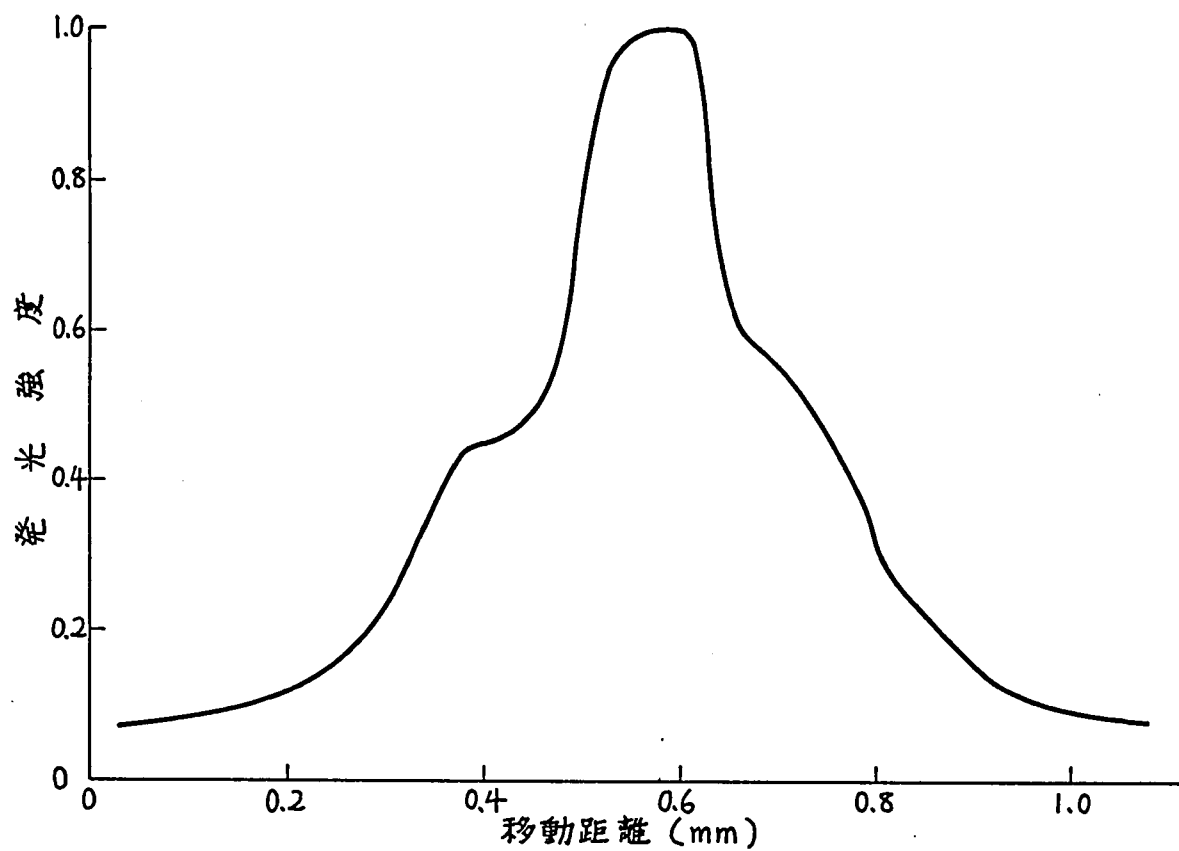
F22+ND4 フィルター, レンズ:  
 $f=100\text{ mm}$ ,  $V_p=70.7\text{ kV}$ ,  $R_s=3.33\text{ k}\Omega$ ,  $i_{ao}=30\text{ A}$ .



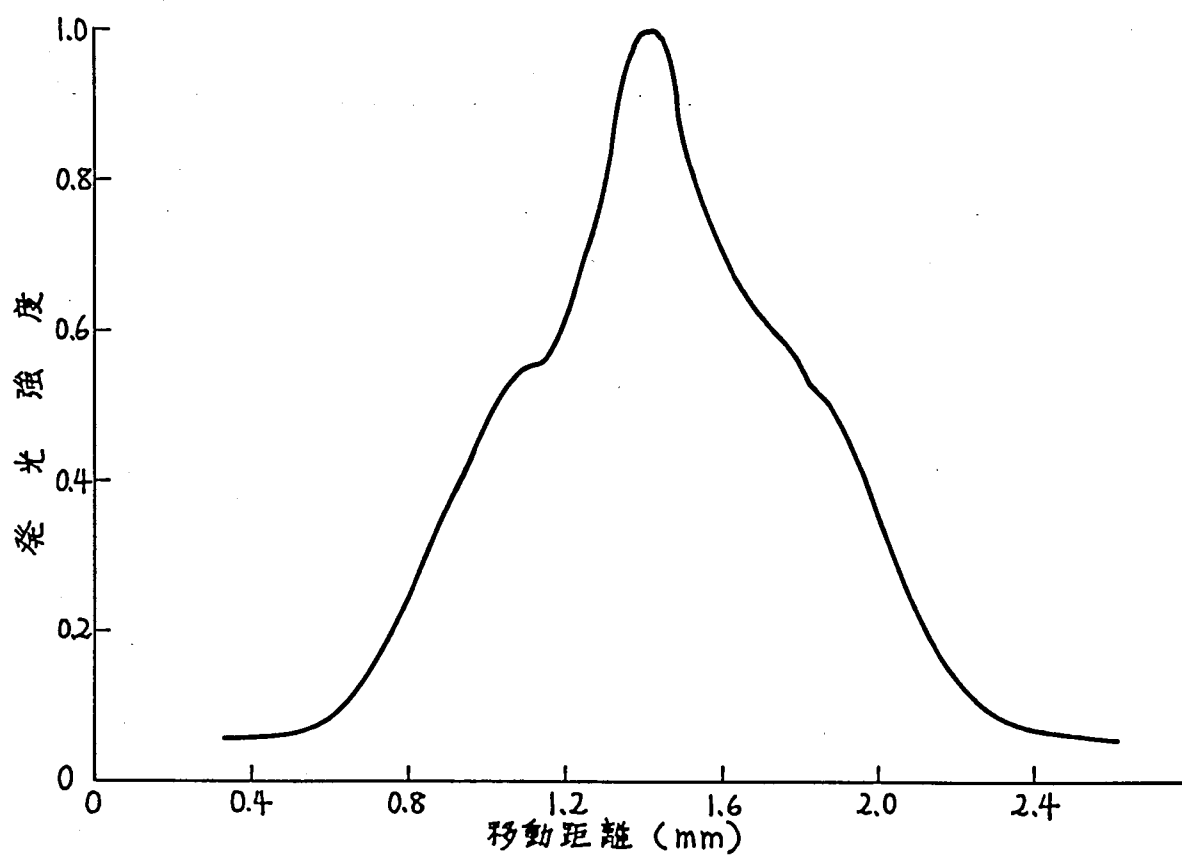
(b)

F22+ND4 フィルター, レンズ:  
 $f=100\text{ mm}$ ,  $V_p=67.4\text{ kV}$ ,  $R_s=500\text{ }\Omega$ ,  $i_{ao}=110\text{ A}$ .

才5・17図 アークの静止写真とそのフィルム上の濃度(写真中の白線に沿って掃引)。  $\rho=2\text{ mm}$ ,  $\delta=5\text{ cm}$ , 正配置。



(a)  
 $i_{a0} = 30A$



(b)  
 $i_{a0} = 110A$

オ5・18図 アークチャンネルのみかけの輝度分布。



直線目盛に描き直したもので、そのみかけの輝度分布（時間的に積分されたもの）を表わす。これら両図から、その中心部に発光の一段と強い部分のあることが認められる。これが才5・15図(1)のコアに対応するものであり、ネガフィルム上では肉眼で明瞭に識別できるが、フォトメータの記録では、周囲との強度差はたかだか2倍程度である。

### (C). アークチャンネルの拡がり半径と電流密度

上述のように、アークチャンネルの発光は半径方向に拡がりをもつが、才5・18図の場合、チャンネルの太さとして半値幅<sup>(65)</sup>をとると、チャンネルの太さ＝コアの太さとなり、不都合である。ここでは、半径方向の濃度勾配  $dD/dr$  が最大になる点をもってチャンネルの拡がり半径  $r_{ao}$  とする。才5・19図は  $i_{ao}$  に対する  $r_{ao}$  の変化を示す。同図から、 $i_{ao}$  の増加に対して  $r_{ao}$  はほぼ直線的に増加する。この値を、半値幅から求めた  $SF_6$  ガス中の定常アークの半径<sup>(65)</sup> 2～3 mm と比較すると、やや小さい。この傾向は、 $i_{ao}$  が小さいほど顕著である。

才5・20図は前図の  $r_{ao}$  から求めた平均電流密度であり、 $i_{ao}$  の増加に対して電流密度は減少する。なお、ここで得た値は他の測定者によるものより約1桁大きい<sup>(66)</sup>（才5・2表）。

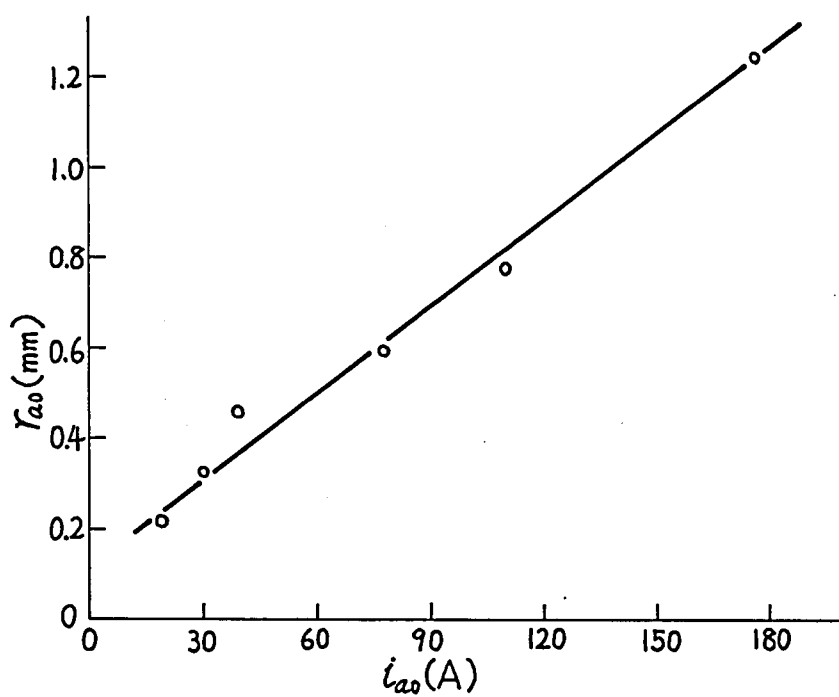
才5・2表 過渡アークの電流密度

Flower氏<sup>(66)</sup>

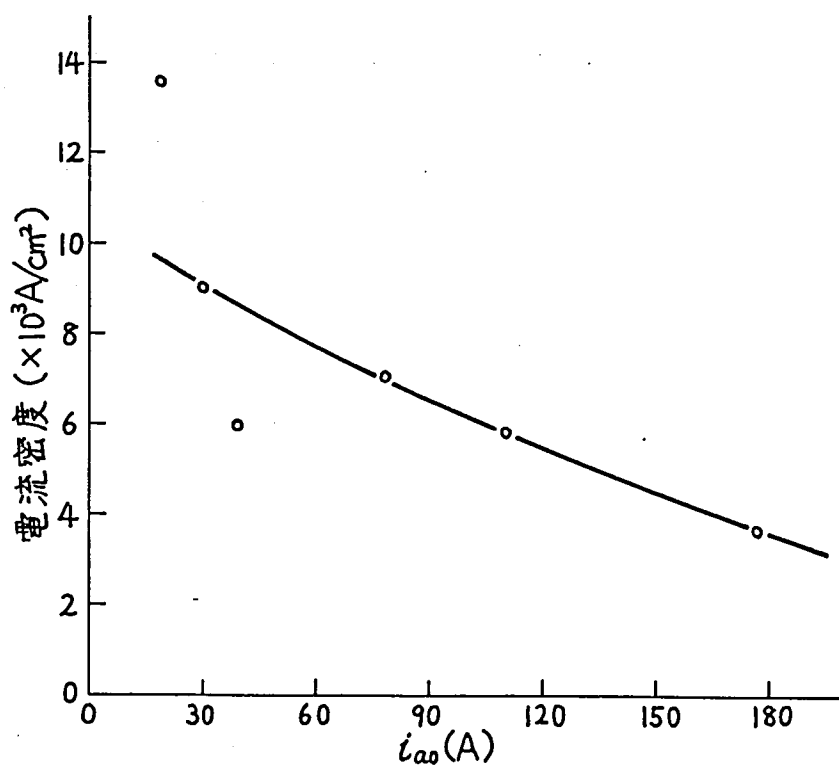
電流値 (A)	電流密度 (A/cm <sup>2</sup> )
9	530
28	800
55	1,040
84	1,000
400	1,330

筆者

電流値 (A)	電流密度 (A/cm <sup>2</sup> )
18.8	13,600
30.0	9,040
38.8	5,970
78.0	7,030
110	5,820
177	3,610



オ5・19図 アークチャンネルの  
拡がり半径(全波電圧印加)。



オ5・20図 アークチャンネルの  
電流密度(全波電圧印加)。

### <5.3.3> アークチャンネルの成長過程<sup>(62)</sup>

F0 以後の種々の時間  $T_c$  で印加電圧をさい断し、静止写真、電流波形  $i_a$ 、アーク電圧  $v_a$  およびギャップ全体の光量  $L_t$  を測定して、インパルス破壊におけるアークチャンネルの発達過程をしらべる。

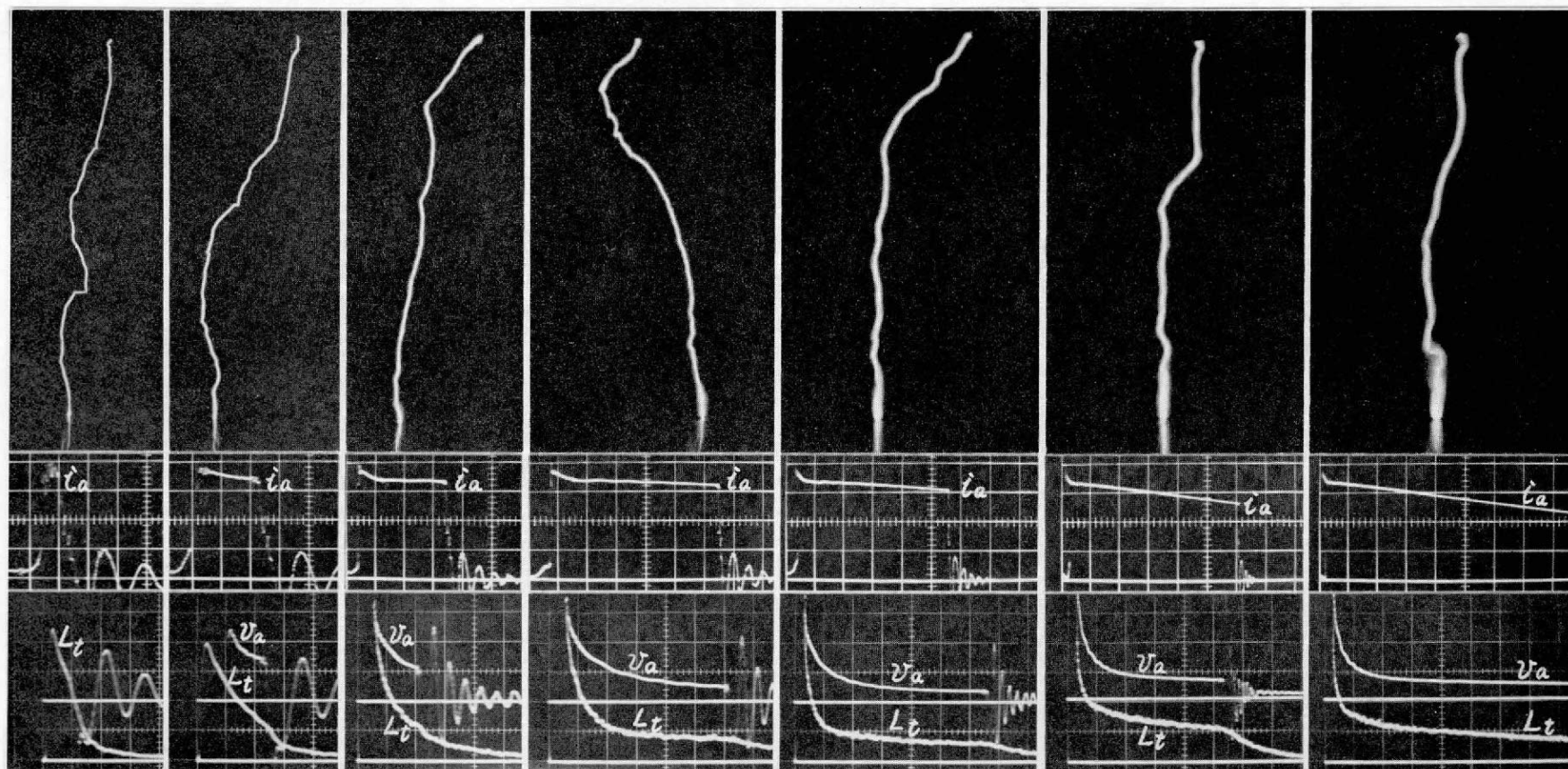
#### (a). 静止写真像の変化

才5.21図は  $R_g = 1\text{k}\Omega$  の場合の実験結果を示す。同図(a), (b)によれば、きわめて早い段階 ( $T_c < 0.2\mu\text{s}$ ) で形成される部分がコアとなる。また、それがいくつかの鋭い折れ曲りを有することから、コアはリーダチャンネルの発達したものであると思われる。 $T_c \approx 1\mu\text{s}$  のころから、チャンネルの膨脹がこの写真からも認められるようになるが(同図(c))、成長するのは才2領域(才5.15図(a))だけで、コアの部分はほとんど変化していない(同図(d) ~ (f))。拡がりがある程度以上になると成長は鈍化し、さい断しなくてももはやそれ以上には発達しなくなる(同図(g))。なお、図(g)や才5.14図の写真によれば、コアはチャンネルの幾何学的中心から少しずれているが、これは才2領域の成長が非対称的に行なわれることを示すものと考えられる。

既述のように、アークのわん曲部には弱い発光がみられる(<5.3.1>, 才5.15図(a)参照)。その原因としては、(1)ハレーションまたはイラディエーション、(2)チャンネル膨脹時の衝撃波による電離、(3)アークの放射する光による電離、(4)チャンネルからのプラズマの拡散、などが考えられる。(1)に関しては、飽和レベル以下に減光しても発光がみられるのでハレーションではない。また、イラディエーションによる像のにじみは数 $\mu\text{m}$ 以下であるから<sup>(67)</sup>、これが原因ではないと思われる。(2)に関しては、チャンネルの膨脹速度が音速以下でも(後述)発光がみられることから否定される。(3)に関しては、アークの発光が強力な $1\mu\text{s}$ 以下の時間領域(才5.21図の $L_t$ 参照)においてこの発光がみられないことにより否定される。(4)に関しては、2次元拡散を仮定すると、拡散半径  $r_d$  は、

$$r_d = \sqrt{4Dt} \text{ ----- (5.2)}$$

ただし、 $D$ : 拡散係数,  $t$ : 時間



(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)
$T_c = 0.17 \mu s$	$T_c = 0.5 \mu s$	$T_c = 1.5 \mu s$	$T_c = 2.8 \mu s$	$T_c = 5.2 \mu s$	$T_c = 11.7 \mu s$	$T_c = \infty$
掃引: $0.2 \mu s$	掃引: $0.2 \mu s$	掃引: $0.5 \mu s$	掃引: $0.5 \mu s/div.$	掃引: $1 \mu s/div.$	掃引: $2 \mu s/div.$	掃引: $2 \mu s/div.$
/div., 電圧:	/div., 電圧:	/div., 電圧:	電圧: $800 V/div.$	電圧: $800 V/div.$	電圧: $400 V/div.$	電圧: $400 V/div.$
$1.6 kV/div.$	$1.6 kV/div.$	$800 V/div.$	$G = 2.$	$G = 2.$	$G = 4.$	$G = 4.$
$G = 1.$	$G = 1.$	$G = 2.$				

オ5・21図 アークチャンネルの発達過程。 $\rho = 2 mm$ ,  $\delta = 5 cm$ ,  $V_p = 71.3 kV$  さい断波,  $R_s = 1 k\Omega$ , レンズ:  $f = 100 mm$ , F22+ND8 フィルター使用。電流:  $22.2 A/div.$ ,  $G$ : 光波形測定系の相対感度。

$D$  として両極性拡散係数を取り, 760 mmHg, 300 K において  $D \doteq 0.2 \text{ cm}^2/\text{s}$  とすれば,<sup>(68)</sup>  $t = 10 \mu\text{s}$  において  $r_d = 0.03 \text{ mm}$  を得る。 $D$  は温度の平方根に比例すると考えられるから,<sup>(62)</sup> チャンネルの温度を  $10^4 \text{ K}$  と仮定すれば<sup>(69)</sup>  $r_d \doteq 0.15 \text{ mm}$  となり, これは識別可能な大きさである。才5・21図の写真で,  $T_c = 12 \mu\text{s}$  の場合にはこの発光が認められるので(同図(f)), この発光部は, チャンネルから拡散したプラズマである可能性がある。

#### (b). 輝度分布の時間的变化

才5・22図は, 前図の静止写真をフォトメータで分析した結果を示す。同図において,

(a):  $T_c = 0.2 \mu\text{s}$ , コアの部分の形成。

(b): 中心部の明るさが約2倍に達し, コアの形成が完了。

(c): チャンネルの膨張の開始。これは, ピークからの下降の途中の階段的な折れ曲りで認められる。

(d) ~ (f):  $T_c = 3 \sim 12 \mu\text{s}$ , オ2領域の膨張の継続。この間, コアの部分のピーク値はほとんど不変。

(g): 非さい断。弱い発光部の拡がり(直径約2 mm)がみられる。

才5・23図は, チャンネルの中心からの距離  $r$  をパラメータとして, 各部の輝度の時間的变化を示す。同図から, コア( $r = 0 \sim 0.1 \text{ mm}$ )は  $1 \mu\text{s}$  以下の時間内に形成される。同図の曲線の値は輝度の時間的積分値であるから, これらの曲線の勾配は, 距離  $r$  の点の瞬間像の輝度を与えることになり, これから定性的に以下の点が認められる。

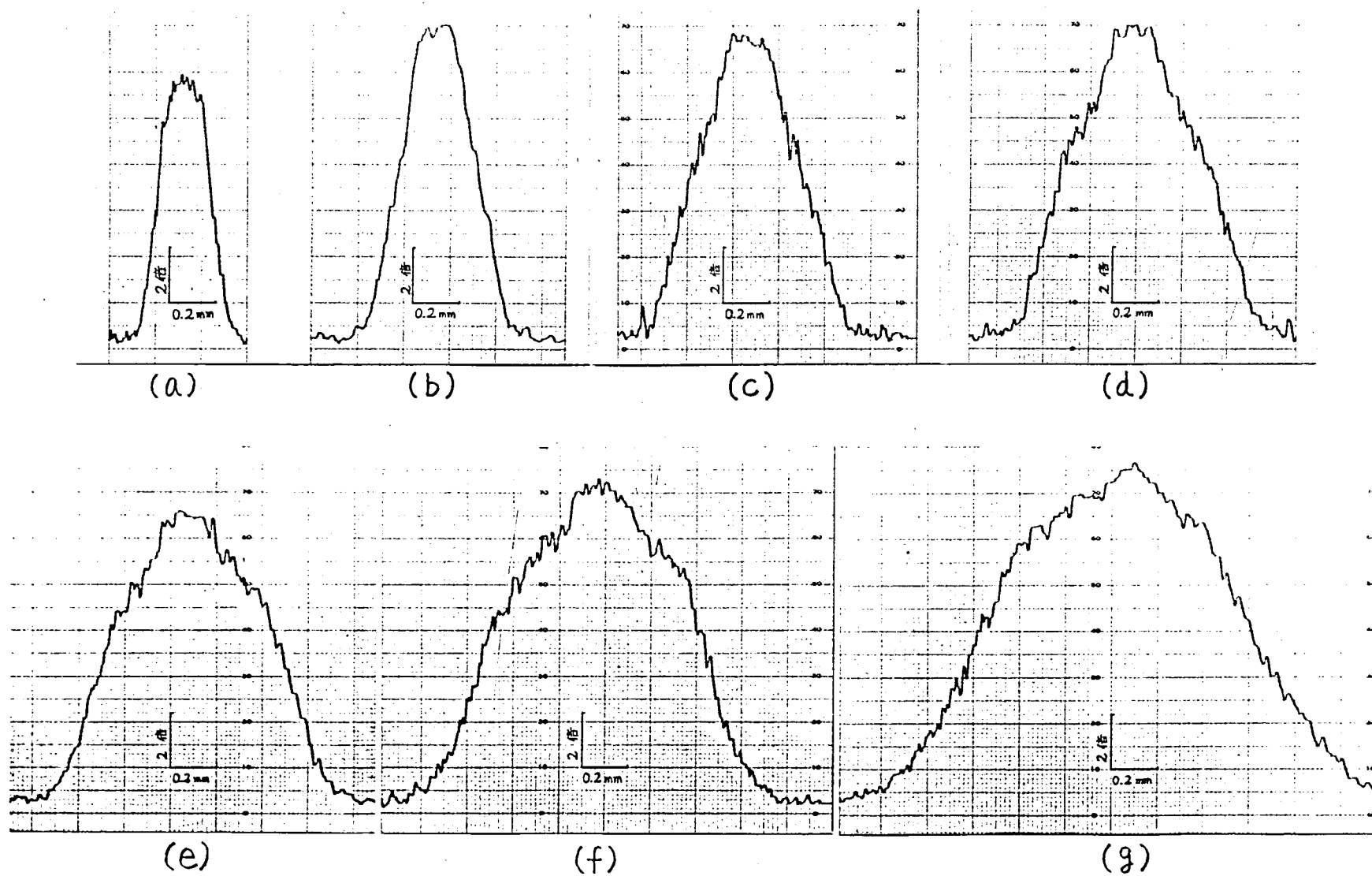
(1)  $r = 0, 0.1 \text{ mm}$  では,  $t > 1 \mu\text{s}$  で輝度は減少する。

(2)  $0 < r \leq 0.35 \text{ mm}$  では,  $r$  大なるほど輝度の最大値は減少する。また, 輝度が最大値に達する時間は  $r$  が大なるほど遅くなる。

(3)  $t > 3 \mu\text{s}$  では,  $0 < r \leq 0.35 \text{ mm}$  で輝度はほぼ同一となる。

(4)  $0.4 \text{ mm} \leq r$  では,  $r$  が大なるほど輝度は減少する。

才5・22, 23 両図から, アークチャンネルの瞬間像の輝度変化を推定すれば, 才5・24図のようになる。すなわち, 積分像ではコアは時間が経過しても



オ5・22図 オ4・21図におけるアークの静止写真の濃度測定結果（アークの軸に直角の方向に掃引）。

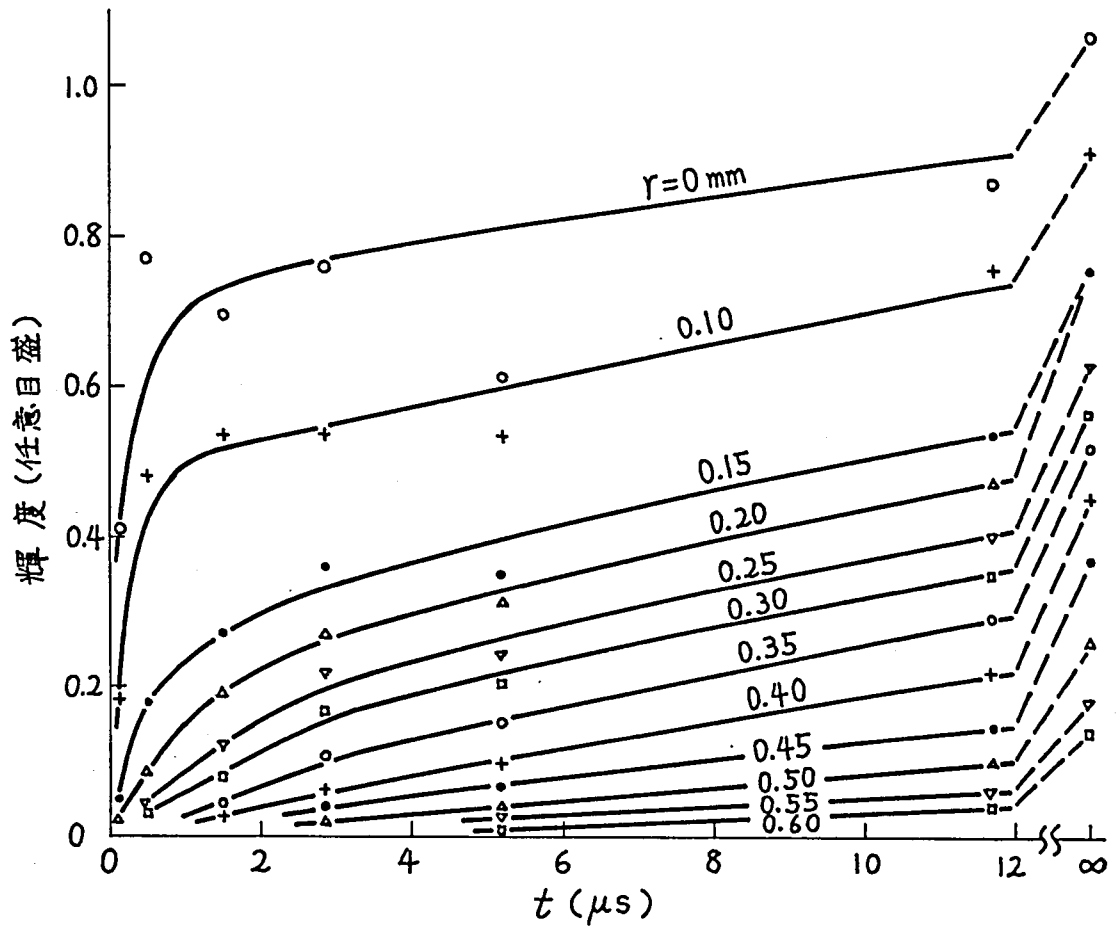
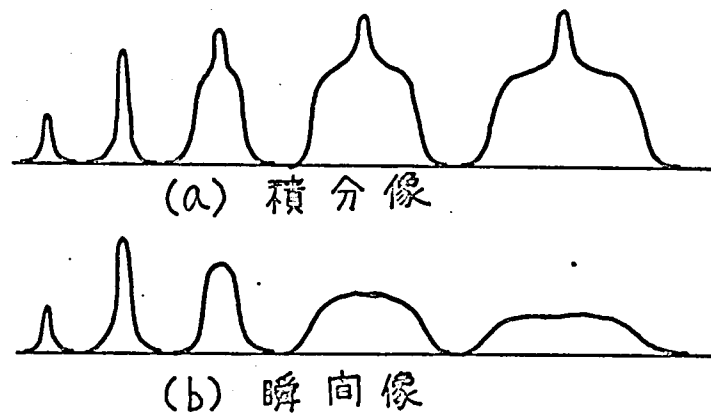


図5・23 図 チャンネル各部の輝度(積分値)の時間的变化。 $R_s = 1 \text{ k}\Omega$ ,  $V_p = 76.0 \text{ kV}$ 。

その形成時とほとんど同じ直径と輝度を保っており，これとは別にオ<sub>2</sub>領域が成長するように見えるが，瞬間像においてはコアの輝度は急速に減衰し，チャンネルの成長が観察される程度の時間になれば，もはや周辺部との輝度の差はみられなくなる。



オ5・24図 アークチャンネルの積分像および瞬間像の輝度変化(概念図)。

### (C) . アークチャンネルの拡がり速度

アークチャンネルの拡がり半径  $r_a$  を前節と同様に定義し， $i_{a0}$  をパラメー



クとして、その時局的変化をオ5・25図に示す。同図から、 $i_{a0}$  が大きいほど  $r_a$  は大きい。同図の曲線の勾配はアークチャンネルの拡がり速度を与え、それはいずれも  $t=0$  のとき最大で、時間とともに急速に減少する。アーク開始直後の拡がり速度として、 $t=0\sim 1\mu s$  の間の平均拡がり速度を求めると、 $i_{a0}$  が 80A 以下では音速以下、それ以上では音速以上となる（オ5・3表）。

オ5・3表 F0直後(0~1 $\mu s$ )のアークチャンネルの平均拡がり速度。

$i_{a0}$ (A)	19	29	39	78	110	180
拡がり速度(m/s)	150	180	230	310	450	610

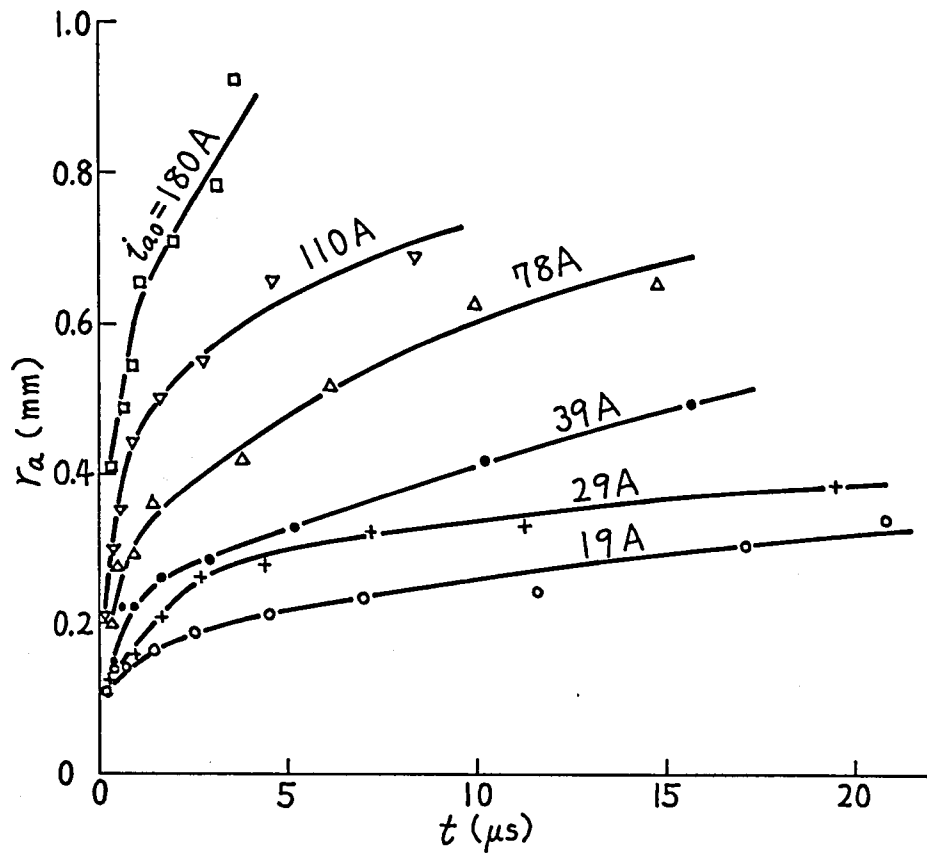
#### §5.4 アークチャンネルの温度

オ5・26図は  $i_{a0}$  をパラメータとして、F0以降におけるアークチャンネル中の電流密度  $j_a (=i_a/S_a)$  の時局変化を示す。ここに  $S_a$  はチャンネルの断面積  $\pi r_a^2$  であり、 $r_a$  はオ5・25図で与えられる。なお、電流はチャンネルの断面内を一様に流れると仮定した。いずれの場合にも、 $j_a$  はF0直後に最大となり、時間とともに、 $r_a$  の増加により急速に低下する。この  $j_a$  の値は他の測定者によるものとほぼ一致するが<sup>(70)</sup>、 $i_{a0}$  が大きいほど  $j_a$  が小さいのは、 $r_a$  の決め方およびチャンネル断面内の電流密度一定の仮定に無理があることを示すものと思われる。

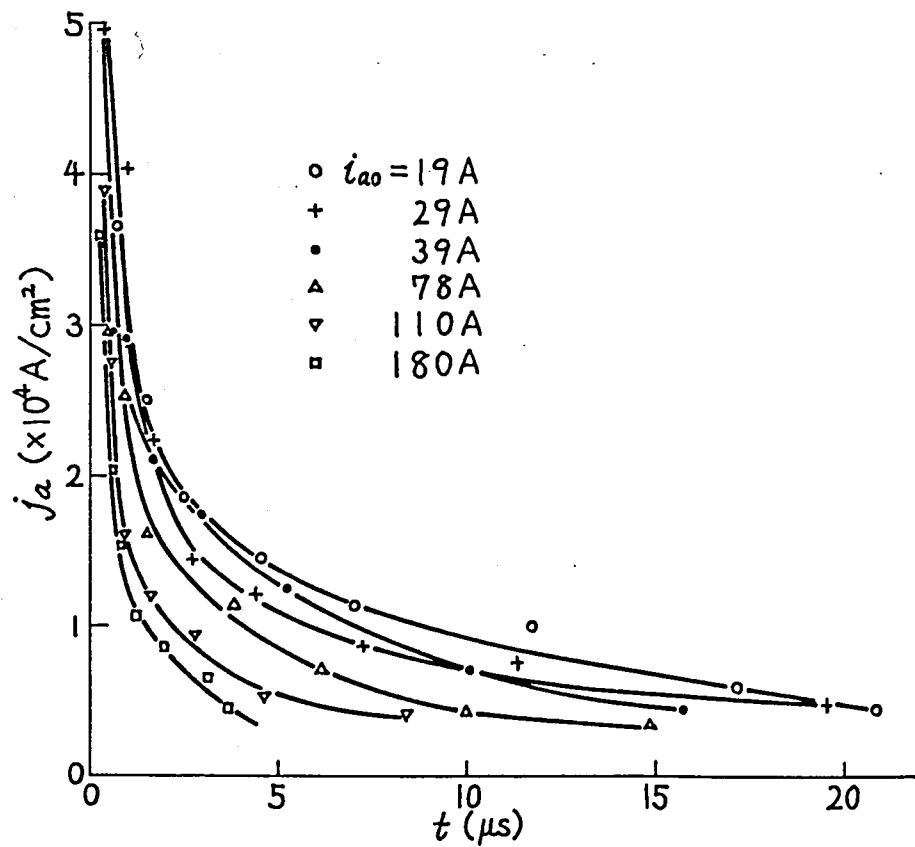
オ5・27図は  $i_{a0}$  をパラメータとして、アークチャンネル中の電位傾度  $E_a$  の時局変化を示す。いずれの場合にも、F0後3 $\mu s$ 以内に  $E_a$  は100V/cm以下にまで低下する。

オ5・28図は、 $i_{a0}$  をパラメータとして、オ5・26, 27両図から求めたアークチャンネルの導電率  $\sigma (=j_a/E_a)$  の時局的変化を示す。同図から明らかなように、測定値には大きなばらつきがあるが、いずれも  $t=1\sim 3\mu s$  でピーク値100~200  $\Omega/cm$  に達した後、減少する。ここでも  $i_{a0}$  大なるほど  $\sigma$  小となっているが、その原因は前述のとおりである。

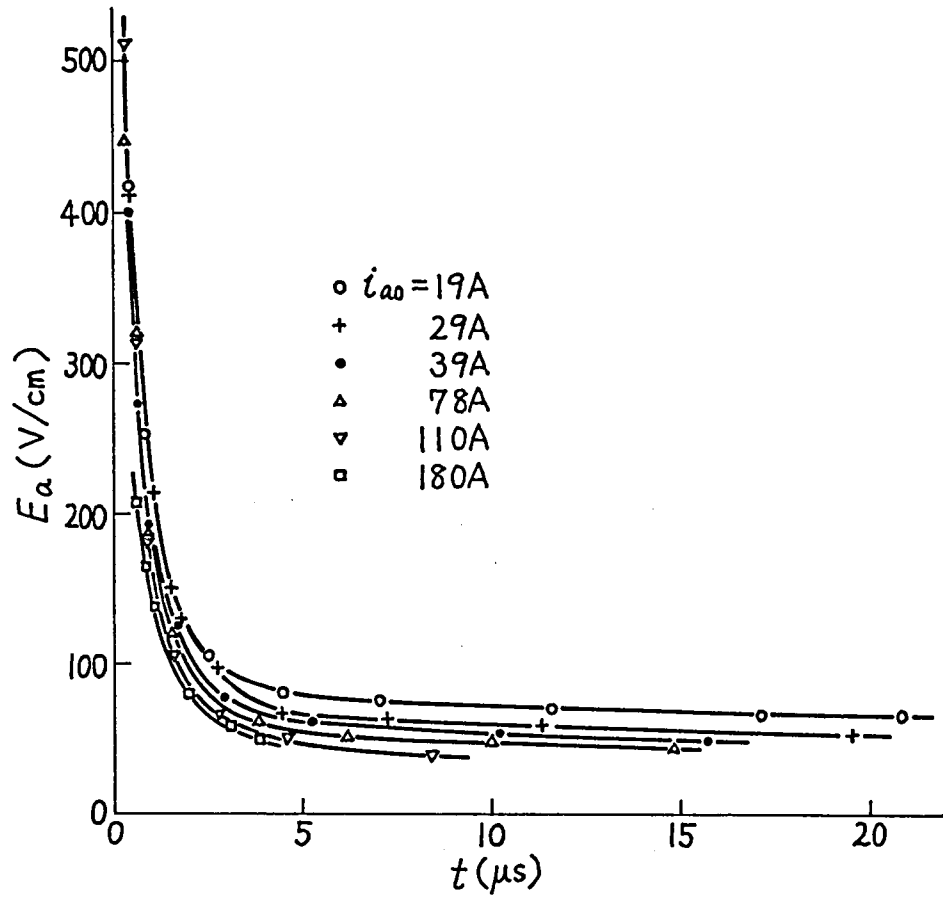
Braginskii氏<sup>(71)</sup>によれば、大気圧空気に対する  $\sigma$  と温度  $T$  の関係は、



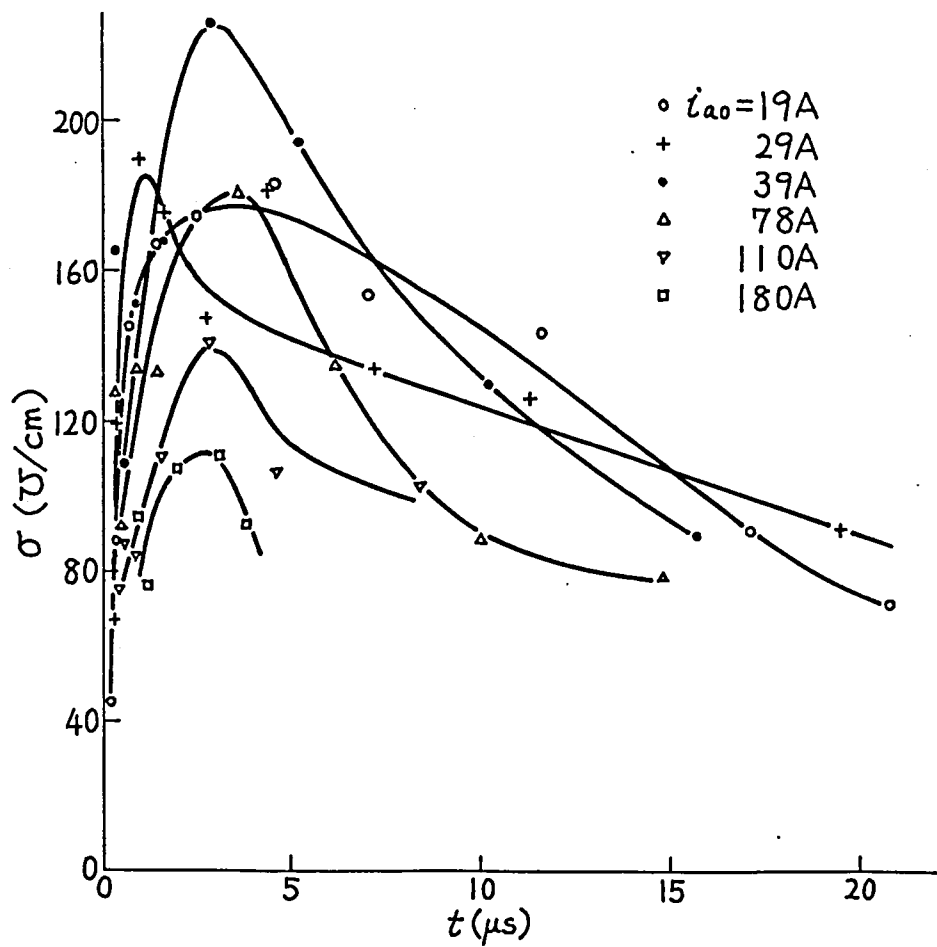
オ5・25 図 アークチャンネルの拡がり半径 ( $i_{ao}$  パラメータ)。



オ5・26 図 アークチャンネルの電流密度 ( $i_{ao}$  パラメータ)。



オ5.27図 アークチャンネル中の電位傾度( $i_{a0}$  パラメータ)。



オ5.28図 アークチャンネルの導電率( $i_{a0}$  パラメータ)。

$$\sigma = 128 \sqrt{T} \text{ ----- (5.3)}$$

ただし,  $\sigma$ : 導電率 (V/cm),  $T$ : 気体温度 (eV)

で与えられる。オ5・28図の  $\sigma$  と(5.3)式から,  $i_{ao}$  をパラメータとして  $T$  を求めるとオ5・29図を得る。同図から,  $T$  はFO後2~5 $\mu$ sで最大値6~22 $\times 10^3$  Kに達した後漸減する。この値は, 他の測定者<sup>(72~74)</sup>によりスペクトルの的に求められたアークチャンネル中の電子温度(2~5 $\times 10^4$  K)より少し低い。なお, (5.3)式は熱平衡の仮定の下に導かれており, 本実験のように電界のある場合には電子温度  $T_e$  と気体温度  $T_g$  は一致しない。大気圧空気に対しては, 両者の比  $T_e/T_g$  は

$$T_e/T_g = \sqrt{1 + E^2/57.8} \text{ ----- (5.4)}$$

ただし,  $E$ : 電界強度 (kV/cm)

で与えられる<sup>(69)</sup>。オ5・27図の  $E_a$  と(5.4)式から  $T_e/T_g$  を求めるとオ5・30図となり, いずれもFO後2 $\mu$ s以内に2以下の値に減少する。一方, ここで求めた  $T$  は  $T_e$  と  $T_g$  の間(調和平均の近傍)にあると思われるので, オ5・29図の  $T$  は  $T_e$  より少し低い温度を示すものと考えられる。オ5・29図で  $i_{ao}$  大なるほど  $T$  小となるのは,  $\sigma$  の場合と同様に, このような間接的な測定法の限界を示すものと思われる。

定常アークについては一般化された電界強度-電流特性( $E_a \times r_a - i_a/r_a$  特性)が1本の曲線で表わされることはよく知られている<sup>(75)</sup>。ここで対象としている過渡アークについて同様の特性を求めると, オ5・31図のようにFO直後の短時間領域で極端な右上り曲線となり, 定常アークの特性曲線とは傾向が異なる。しかしFOから5 $\mu$ s以降の部分については, 曲線の傾きは定常アークの場合と比較的よく一致する。また, ここのアークはフリーアークであり, 番盤安定化アークではないから,  $r_a$  に対応する点の温度は300Kより高いと考えられ, この点を考慮すれば, 両曲線はさらに接近するものと思われる。

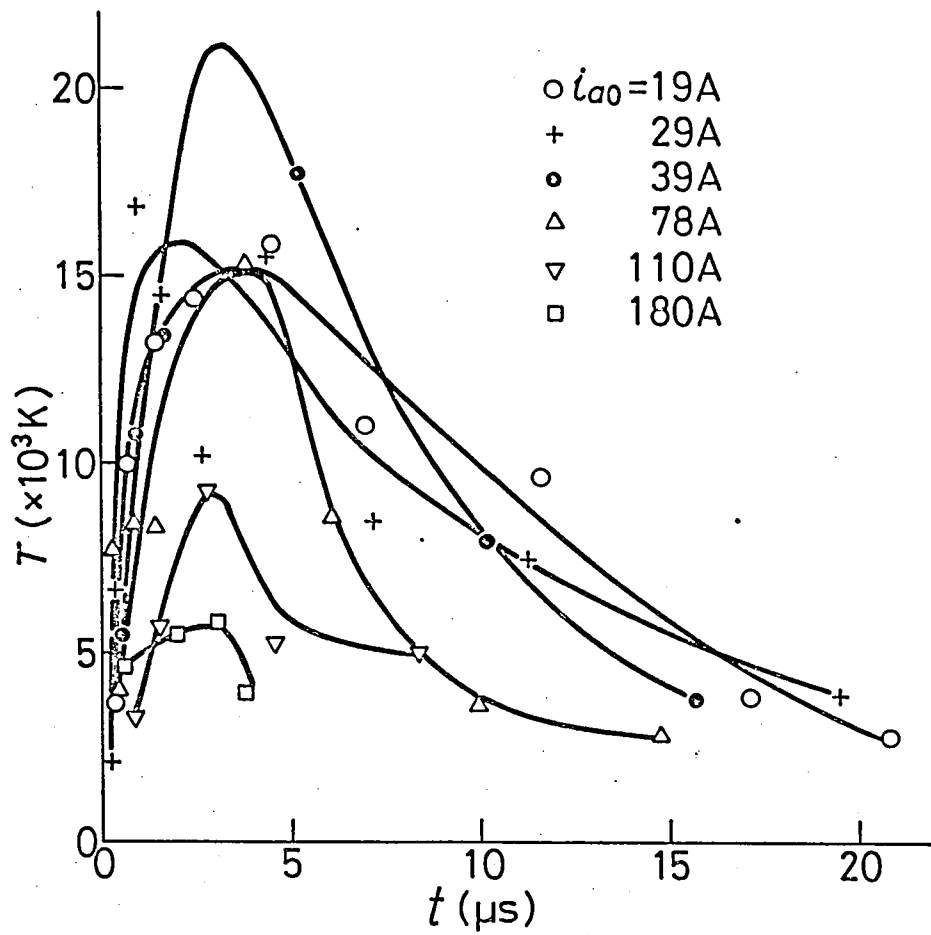


図5.29 アークチャンネルの温度  $T$  の時間的変化 ( $i_{a0}$  パラメータ)

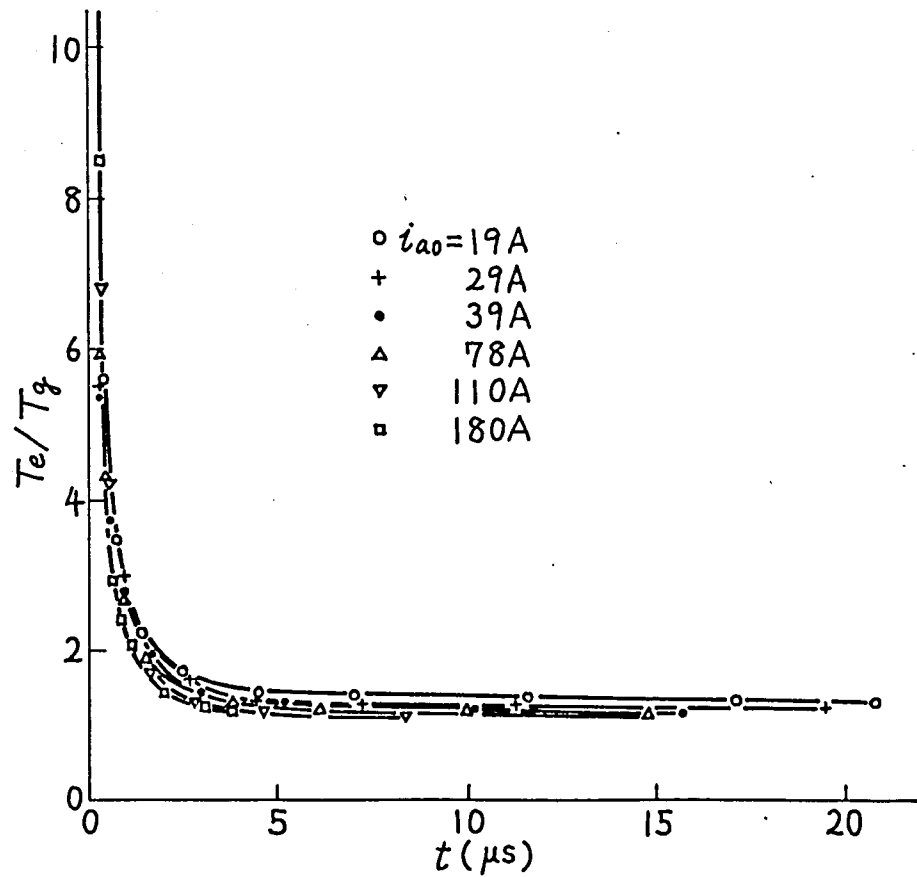


図5.30 アークチャンネル中の  $T_e/T_g$  の変化 ( $i_{a0}$  パラメータ).

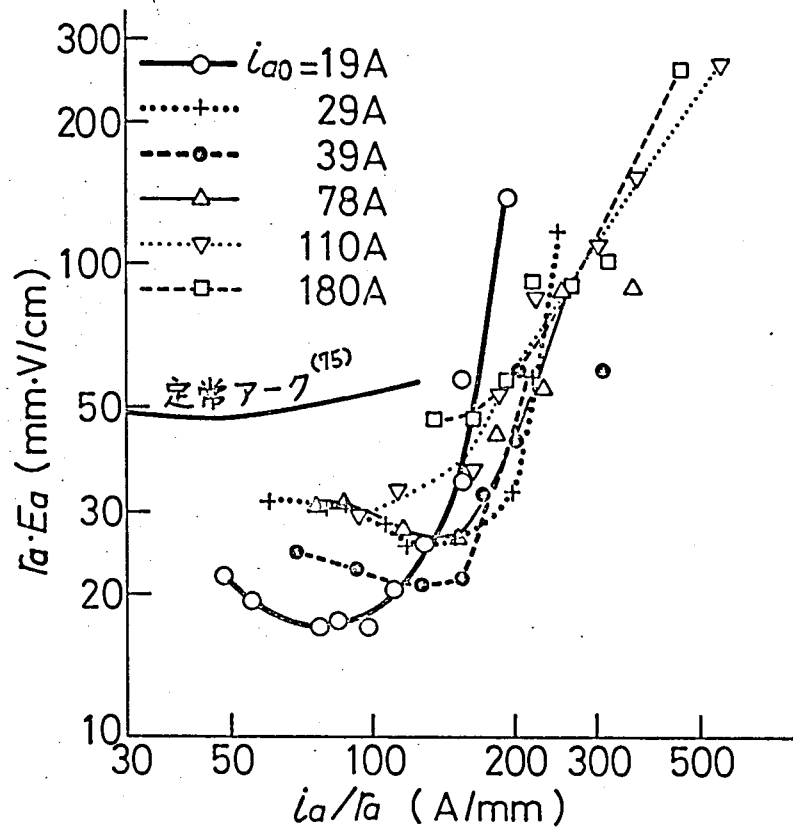


図5.31 アークチャンネルの  $E_a \times r_a - i_a / r_a$  特性 ( $i_{a0}$  パラメータ)。

### §5.5 要約

本章では、リーダによるギャップの橋絡以降の過渡的なアークの形成および成長過程とその特性をしらべるために実験を行ない、以下の結果を得た。

- (1) 過渡アークによる陰極降下電圧は約10Vである。またチャンネル中の電位傾度は40~90V/cmで、定常アークのそれに比べて4~5倍の大きさである。なお、時間的には、アーク電流  $i_a$  一定の下に、アーク電圧  $V_a$ 、アーク抵抗  $R_a$  とともに急速に低下し、電圧-電流特性は負特性を示す。
- (2) アークチャンネルは、中心部から外へ、チャンネルコア、オ2領域、拡散プラズマ部分からなる3層構造である。コアの形状はリーダチャンネルのそれに一致しており、FO後0.2  $\mu$ s以内に形成されるが、約1  $\mu$ s後には周囲のオ2領域と同程度の輝度にまで減衰する。時間的にもっとも成長するのはオ2領域である。
- (3) 過渡アークの平均電流密度は  $3 \times 10^3 \sim 10^4$  A/cm<sup>2</sup> である。チャンネルの半径の拡がり速度はFO直後が最も速く、時間とともに急速に低下する。その初速度は、アーク電流が80A以下では音速以下、それより大のときは音速以上となる。
- (4) 過渡アークのチャンネル温度はFO後2~5  $\mu$ sで最高値  $6 \sim 22 \times 10^3$  Kに達した後下降する。

オ	6	章	結	論
---	---	---	---	---

本論文においては，室内空気中の半球棒対平板ギャップに対する雷インパルス電圧印加の際の絶縁破壊現象を対象として，これを，放電の開始がただちにフラッシュオーバーに結びつく静電界支配領域と，ただちにフラッシュオーバーとはならない空間電荷支配領域とに分類した。このうち静電界支配領域においては，電荷重畳法による静電界計算とストリーマ理論の適用によってフラッシュオーバー電圧を理論的に求めることができた。また空間電荷支配領域においても，同じ手順によってコロナ開始電圧を求めることができ，これらはともに実測値との間により一致をみた。

つづいて本論文では，空間電荷支配領域において生じる絶縁破壊前駆現象のうち初期の段階で発生する1次および2次ストリーマのもつ物理的特性および2次ストリーマからフラッシュオーバーに至る際の現象の推移を明らかにした。すなわち，負極性1次ストリーマチャンネル中の電界は正極性のその約2倍であり，ストリーマ伸展時にチャンネルに注入されるエネルギーは同じく6~7倍であった。2次ストリーマチャンネル中には衝突電離が可能な程度の電界があり，1次ストリーマのチャンネルがある臨界値以上の電界のため発光を持続した部分が2次ストリーマであると解釈できる。また短ギャップにおいて2次ストリーマがギャップを橋絡するときのフラッシュオーバーは，1次ストリーマ，2次ストリーマ，フィラメント状グローを経てアークに至ること，およびフィラメント状グローの出現形態が電圧極性によって異なることを明らかにした。

さらに本論文では，1次，2次ストリーマにつづいて遅発ストリーマが発生し，これがリーダの発生に対して重要な役割を果たすことを明らかにした。すなわち，遅発ストリーマの電流値が減衰しきらないうちに次々とその発生をくり返すとき，ストリーマはリーダに変換する。このリーダは，陰極表面が絶縁板で覆われていてもなおその発生，伸展が可能であり，長ギャップで認められているリーダの自己伸展性が3~20 cmの短ギャップでも確かめられた。また，



ストリーマの発生に伴って、ギャップ中にはその放電電荷量とほぼ等しい空間電荷が生じることが見出された。さらに、リーダの伸長段階では放電電荷量が増加するにもかかわらず空間電荷はストリーマだけによるものと変わらないだけでなく、フラッシュオーバーの後にもなおギャップに空間電荷の残ることが見出された。

絶縁破壊の最終段階である過渡アークに関して、本論文では、その抵抗値がフラッシュオーバー後  $5 \sim 10 \mu\text{s}$  で最低値となること、およびこの過渡的なアークチャンネルが、コア、オ<sub>2</sub>領域および拡散プラズマからなる3層構造であることを明らかにした。また、アークチャンネルの写真の濃度分布からアークチャンネルの直径を測定し、チャンネル中の電流密度、電位傾度、導電率を求め、チャンネル温度の時間変化を推定した。

以上により、気中放電の開始からアークに至る各段階の現象を観察し、その物理的特性について考察を行なった結果、雷インパルス電圧印加に対し、前駆現象を中心とした放電成立の全体像を明らかにしたものである。

## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり，懇切なる御指導と絶えざる激励を賜った林京明教授，上之園親佐教授に感謝いたします。

実験に際しては，林研究室大学院生西宮君の手助けを得ることができました。また，上之園研究室の呉喆漢研究生，河野俊彦助手，山本修技官には，熱心な討論をいただきました。これらの方々にも深く感謝致します。

## 引用文献

- (1) 電気学会編：放電ハンドブック，オーム社（昭49）
- (2) Raether, H.: *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths (1964)
- (3) Meek, J.M., & Craggs, J.D.: *Electrical Breakdown of Gases*, Clarendon Press (1953)
- (4) Loeb, L.B.: *Electrical Coronas*, Univ. of California Press (1965)
- (5) 加藤, 河野: 放電研究会資料 ED-76-3, 50 (1976)
- (6) 吉田, 谷口, 田頭: 同上 ED-78-86 (1978)
- (7) 柳父: 才30回絶縁劣化研究懇談会資料 No. 30-14 (昭44)
- (8) Raether, H.: *Z. für Physik* 117 (1941) 375, 524
- (9) 伊佐: 電気学会雑誌 91 (1971) 1730
- (10) 宅間: 電力中研技研報告 No. 69015 (1969)
- (11) Meek, J.M., & Craggs, J.D.: *Electrical Breakdown of Gases*, P 308
- (12) 山田, 藤原, 新田: 電気学会論文誌 A-93 (1973) 37
- (13) Waters, R.T., et al.: *Proc. Roy. Soc. A.* 304 (1968) 187
- (14) Waters, R.T. & Jones, R.E.: *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 256 (1964) 185
- (15) 野口, 堀井: 電気学会雑誌 88 (1968) 2142
- (16) 野口, 堀井: 同上 87 (1967) 2477
- (17) 井上, 山地, 伊佐, 林: 昭44電気四学会連合大会 111
- (18) 山地, 井上, 伊佐, 林: 昭43電気四学会東海支部連合大会 10p-G-6
- (19) 伊佐: 放電研究 No. 53 (昭48) 42
- (20) 辻村, 中村: 放電研究会資料 ED-72-6
- (21) Hudson, G.G., & Loeb, L.B.: *Phys. Rev.* 123 (1961) 29
- (22) Dawson, G.A.: *J. Appl. Phys.* 36 (1965) 3391
- (23) Nasser, E.: *I.E.E.E. spectrum* 5 Nov. (1968) 127
- (24) Nasser, E., & Loeb, L.B.: *J. Appl. Phys.* 34 (1963) 3340
- (25) Kritzinger, J.J.: *Nature* 197 (1963) 1165
- (26) Kritzinger, J.J.: *Proc. 6th Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases* (1963) 295
- (27) Stekol'nikov, I.S., & Shkilev, A.V.: *Soviet Phys-Doklady* 8 (1964) 825
- (28) Suzuki, T.: *J. Appl. Phys.* 42 (1971) 3766
- (29) Nasser, E., Heiszler, M., & Abou-Seada, M.: *ibid.* 39 (1968) 3707
- (30) Loeb, L.B.: *Phys. Rev.* 94 (1954) 227
- (31) Waters, R.T., Rickard, T.E.S., & Stark, W.B.: *Proc. Roy. Soc. A* 315 (1970) 1
- (32) Park, J.H., & Cones, H.N.: *J. R. National Bureau of Standard* 56 (1956) 201
- (33) Nasser, E.: *J. Appl. Phys.* 42 (1971) 2839
- (34) 常安, 赤崎: 電気学会論文誌 A-93 (1973) 487

- (35) 鈴木:放電研究会資料 ED-72-12
- (36) 伊佐:昭49 電気学会全国大会 69
- (37) Oshige, T.: J. Appl. Phys. 38 (1967)2528
- (38) 原,飯盛,大重:放電研究会資料 ED-73-13
- (39) Acker, F.E., & Penney, G.W.: J. Appl. Phys. 39 (1968)2363
- (40) 生田,牛田,石黒:電気学会雑誌 90 (1970)1816
- (41) 伊佐,井上,林,広岡:昭44 電気四学会連合大会 120
- (42) Dunnington, F.G.: Phys. Rev. 38 (1931)1535
- (43) White, H.J.: *ibid.* 46 (1934) 99
- (44) Doran, A.A., & Meyer, J.: Brit. J. Appl. Phys. 18 (1967)793
- (45) Kekez, M.M., Barrault, M.R., & Craggs, J.D.: J. Phys. D: Appl. Phys. 3 (1970)1886
- (46) 堀井:昭51 電気学会全国大会 102
- (47) Marode, E.: J. Appl. Phys. 46 (1975)2005
- (48) Meyer, J., & Lee, C.S.: J. Phys. D: Appl. Phys. 4 (1971)168
- (49) Brawn, S.C., & Allis, W.P.: MIT Tech. Report No. 283
- (50) 電気学会編:放電ハンドブック(昭49) p140
- (51) Harrison, M.A., & Geballe, R.: Phys. Rev. 91 (1953) 1
- (52) 武田:プラズマの基礎, 朝倉書店(昭44)
- (53) 伊佐,西,林,上之園:昭49電気四学会関西支部連合大会 G1-31
- (54) 伊佐,西,林,上之園:同上 G1-32
- (55) 吳,林,上之園:放電研究会資料 ED-74-15
- (56) 赤崎,原,杣:電気学会論文誌A-92 (1972)553
- (57) Saxe, J.H., & Meek, J.M.: P.I.E.E. 102-C (1955)221
- (58) 電気学会編:放電ハンドブック(昭49) p181
- (59) 原田,伊丹,青島:電力中研技研報告 62009 (1962)
- (60) 伊佐,西,林,上之園:昭49電気四学会関西支部連合大会 G1-33
- (61) 細川,三好:放電研究会資料 ED-72-16
- (62) 伊佐,西,林,上之園:昭50 電気学会全国大会 56
- (63) 電気学会編:放電ハンドブック(昭49) p148
- (64) Lee, T.H. et al.: 7th Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases (1965) p670
- (65) 稲葉,鬼頭,宮地:電気学会論文誌A-93 (1973) 78
- (66) Meek, J.M., & Craggs, J.D.: Electrical Breakdown of Gases, P395
- (67) 宮本:写真感光材料と取扱法, 共立出版(昭40) p53
- (68) 電気学会編:放電ハンドブック(昭49) p58
- (69) 山本:電気学会電気工学論文集 3 (1951) 87
- (70) Meek, J.M., & Craggs, J.D.: Electrical Breakdown of Gases, p398

- (71) Braginskii, S. I.: Soviet Phys.-JETP 34 (1958) 1068
- (72) Tholl, H.: Z. Naturforsch. 22 (1967) 1068
- (73) Egorova, V. F., et al.: Soviet Phys.-Tech. Phys. 7 (1962) 242
- (74) Orville, R. E.: J. Appl. Phys. 38 (1967) 895
- (75) 鬼頭, 宮地, 足立: 電気学会論文誌A-96 (1976) 280
- (76) Collins, M. M. C., & Meek, J. M.: 7th Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases (1965) P581
- (77) Bazelyan, E. M.: Soviet Phys.-Tech. Phys. 9 (1964) 370, 11 (1966) 267
- (78) Abou-Seada, M. S., & Nasser, E.: Proc. I.E.E.E. 56 (1968) 813
- (79) 棚橋: フィルターの知識とその応用, ケンコー株式会社

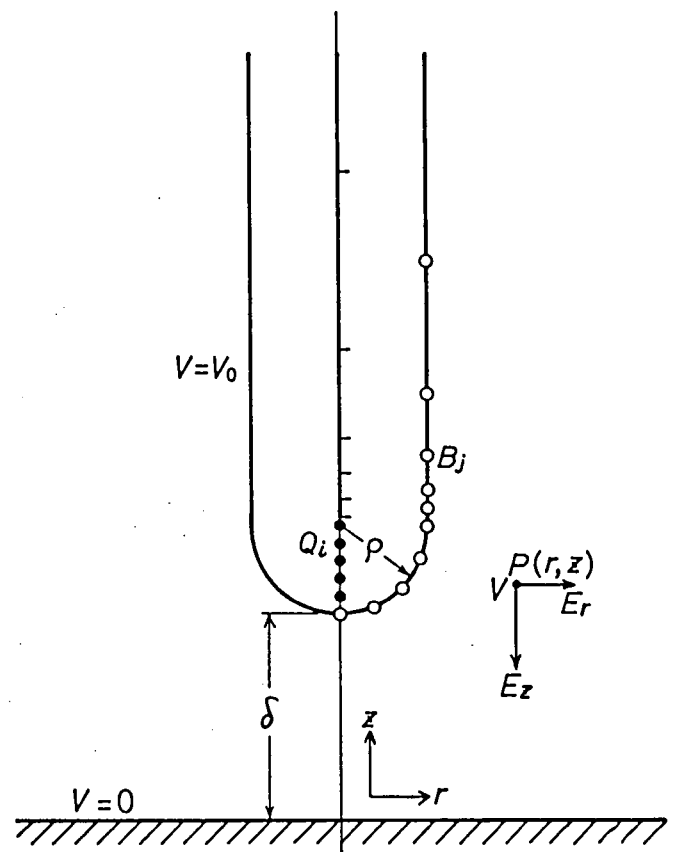
# 付録 A 電荷重畳法による棒対平板ギャップの電界および等価電荷量の計算

本文 §2.1 の放電開始電圧の計算に必要な静電界，および §4.6 の空間電荷測定に必要な等価電荷量を求めるため，ここでは電荷重畳法 (Charge simulation method; 代用電荷法ともいう) を用いる。仮想電荷および輪郭点の選び方については，Abou-Seada 氏<sup>(78)</sup>の方法に若干の改良を加えている。

付1図に示す半球棒対平板ギャップ (ギャップ長  $\delta$ ，棒電極先端半径  $\rho$ ) の電位および電界を計算するため，仮想電荷としてここでは5個の点電荷  $Q_i$  ( $i=1\sim5$ ) および10本の線電荷  $Q_i$  ( $i=6\sim15$ ) を棒電極内の中心軸上に配置する。 $Q_1\sim Q_5$  は位置  $z_i$  ( $i=1\sim5$ ) に置かれた点電荷の大きさ， $Q_6\sim Q_{14}$  は位置  $z_i$  ( $i=6\sim14$ ) から始まり  $z_{i+1}$  で終る線電荷密度， $Q_{15}$  は  $z_{15}$  から  $z=\infty$  に至る線電荷密度をそれぞれ表わすものとする。ただし， $Q_6\sim Q_{15}$  は各区内で一定とする。

$z_i$  は次のようにとる。

$$\begin{aligned} z_i &= \delta + \frac{i}{5} \rho, \quad i=1\sim5 \\ z_i &= \delta + 1.1\rho, \delta + 1.3\rho, \delta + 1.6\rho, \delta + 2\rho, \delta + 3\rho, \\ &\quad \delta + 5\rho, \delta + 10\rho, \delta + 25\rho, \delta + 90\rho, \delta + 240\rho \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} z_i &= \delta + 1.1\rho, \delta + 1.3\rho, \delta + 1.6\rho, \delta + 2\rho, \delta + 3\rho, \\ &\quad \delta + 5\rho, \delta + 10\rho, \delta + 25\rho, \delta + 90\rho, \delta + 240\rho \end{aligned}} \right\} \begin{matrix} i=6\sim15 \end{matrix} \quad (付1)$$



付1図 電荷重畳法による電界計算のための仮想電荷および輪郭点の位置。

なおこの電極系では，平板上で電位零を満たすため，平板に関して対称の位置にも大きさが等しい逆符号の電荷を置く必要がある。これにより，(付1)式

の位置に置いた電荷  $Q_i$  がギャップ中の任意の点  $P(r, z)$  に生じる電位  $V(r, z)$  は、係数  $1/4\pi\epsilon_0$  を無視すれば、

$$V(r, z) = \sum_{i=1}^5 Q_i \left\{ \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z_i - z)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z_i + z)^2}} \right\} + \sum_{i=6}^{15} Q_i \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z' - z)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z' + z)^2}} \right\} dz' \quad \text{----- (付2)}$$

ただし  $z_{16} = \infty$  とする。  $Q_i$  を決定するための境界条件としては、平板以外の 15 点の位置  $(r_j, z_j)$  およびその電位  $V_j$  ( $j=1\sim 15$ ) を与える必要がある〔付2) 式は  $z=0$  で  $V=0$  を自動的に満足する〕。これらが与えられれば、次の行列方程式が成立する。

$$\begin{pmatrix} P_{1,1} & \cdots & P_{1,i} & \cdots & P_{1,15} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ P_{j,1} & \cdots & P_{j,i} & \cdots & P_{j,15} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ P_{15,1} & \cdots & P_{15,i} & \cdots & P_{15,15} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_1 \\ \vdots \\ Q_i \\ \vdots \\ Q_{15} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_j \\ \vdots \\ V_{15} \end{pmatrix} \quad \text{----- (付3)}$$

ただし、 $P_{j,i}$  は、

$$\left. \begin{aligned} P_{j,i} &= \frac{1}{\sqrt{r_j + (z_i - z_j)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r_j + (z_i + z_j)^2}} & (i=1\sim 5) \\ P_{j,i} &= \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{r_j + (z' - z_j)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r_j + (z' + z_j)^2}} \right\} dz' & (i=6\sim 15) \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (付4)}$$

境界条件として、ここでは棒電極表面上の点  $B_j$  (輪郭点) および棒電極の電位  $V_0$  をとる。  $B_j$  の座標は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} r_j &= \rho \sin \frac{\pi}{8} (j-1) \\ z_j &= \delta + \rho \left\{ 1 - \cos \frac{\pi}{8} (j-1) \right\} \end{aligned} \right\} \quad j=1\sim 5$$

$$\left. \begin{aligned} r_j &= \rho \\ z_j &= \delta + 1.2\rho, \delta + 1.4\rho, \delta + 1.8\rho, \delta + 2.5\rho, \\ &\quad \delta + 4\rho, \delta + 7\rho, \delta + 15\rho, \delta + 40\rho, \\ &\quad \delta + 140\rho, \delta + 440\rho \end{aligned} \right\} j=6 \sim 15 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} r_j &= \rho \\ z_j &= \delta + 1.2\rho, \delta + 1.4\rho, \delta + 1.8\rho, \delta + 2.5\rho, \\ &\quad \delta + 4\rho, \delta + 7\rho, \delta + 15\rho, \delta + 40\rho, \\ &\quad \delta + 140\rho, \delta + 440\rho \end{aligned}} \right\} \text{--- (付5)}$$

また (付3) 式の  $V_j$  はすべて  $V_0$  となる。同式は簡単に

$$PQ = V_0 \text{ --- (付3')}$$

と書ける。したがって、解  $Q_i$  は次式で求められる。

$$Q = P^{-1}V_0 \text{ --- (付6)}$$

上式の計算にはくり返し法を用いた。この  $Q_i$  を用いて、任意の点  $(r, z)$  の電位  $V$  および電界  $E_r, E_z$  は (付2) 式およびその微分から容易に求められる。

$$\begin{aligned} V(r, z) &= \sum_{i=1}^5 Q_i \left\{ \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z_i - z)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z_i + z)^2}} \right\} \\ &\quad + \sum_{i=6}^{14} Q_i \left\{ \log \frac{z_i + z + \sqrt{r^2 + (z_i + z)^2}}{z_i - z + \sqrt{r^2 + (z_i - z)^2}} - \log \frac{z_{i+1} + z + \sqrt{r^2 + (z_{i+1} + z)^2}}{z_{i+1} - z + \sqrt{r^2 + (z_{i+1} - z)^2}} \right\} \\ &\quad + Q_{15} \log \frac{z_{15} + z + \sqrt{r^2 + (z_{15} + z)^2}}{z_{15} - z + \sqrt{r^2 + (z_{15} - z)^2}} \text{ --- (付7)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |E_r| &= \left| \frac{\partial V}{\partial r} \right| = \sum_{i=1}^5 Q_i \left[ \frac{r}{\{r^2 + (z_i - z)^2\}^{3/2}} - \frac{r}{\{r^2 + (z_i + z)^2\}^{3/2}} \right] \\ &\quad + \sum_{i=6}^{14} Q_i \left[ \frac{r}{\sqrt{r^2 + (z_i - z)^2} \{z_i - z + \sqrt{r^2 + (z_i - z)^2}\}} - \frac{r}{\sqrt{r^2 + (z_i + z)^2} \{z_i + z + \sqrt{r^2 + (z_i + z)^2}\}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{r}{\sqrt{r^2 + (z_{i+1} + z)^2} \{z_{i+1} + z + \sqrt{r^2 + (z_{i+1} + z)^2}\}} - \frac{r}{\sqrt{r^2 + (z_{i+1} - z)^2} \{z_{i+1} - z + \sqrt{r^2 + (z_{i+1} - z)^2}\}} \right] \end{aligned}$$



$$+Q_{15} \left[ \frac{r}{\sqrt{r^2+(z_{15}-z)^2} \{z_{15}-z+\sqrt{r^2+(z_{15}-z)^2}\}} - \frac{r}{\sqrt{r^2+(z_{15}+z)^2} \{z_{15}+z+\sqrt{r^2+(z_{15}+z)^2}\}} \right]$$

----- (付 8)

$$|E_x| = \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| = \sum_{i=1}^5 Q_i \left[ \frac{z_i - z}{\{r^2 + (z_i - z)^2\}^{3/2}} + \frac{z_i + z}{\{r^2 + (z_i + z)^2\}^{3/2}} \right]$$

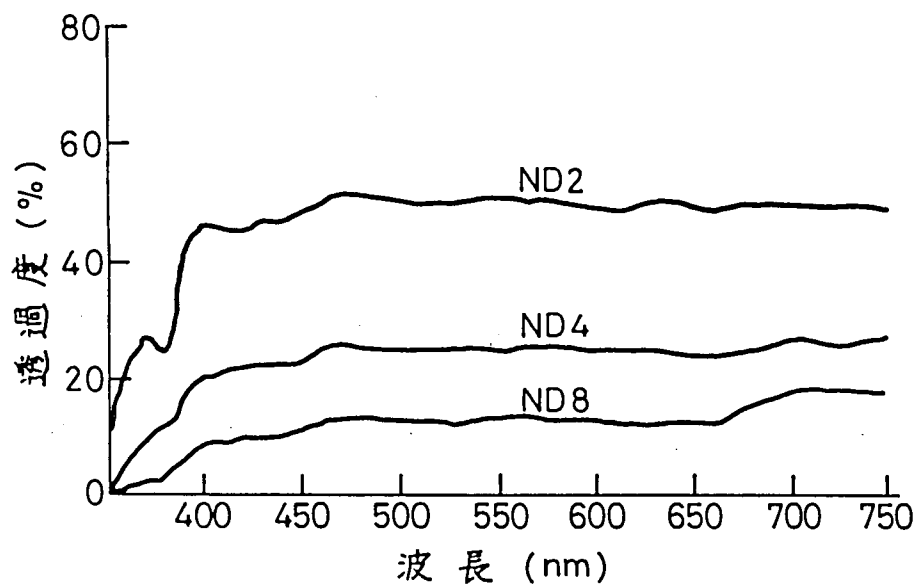
$$+ \sum_{i=6}^{14} Q_i \left[ \frac{1 + (z_i + z)/\sqrt{r^2 + (z_i + z)^2}}{z_i + z + \sqrt{r^2 + (z_i + z)^2}} + \frac{1 + (z_i - z)/\sqrt{r^2 + (z_i - z)^2}}{z_i - z + \sqrt{r^2 + (z_i - z)^2}} \right. \\ \left. - \frac{1 + (z_{i+1} + z)/\sqrt{r^2 + (z_{i+1} + z)^2}}{z_{i+1} + z + \sqrt{r^2 + (z_{i+1} + z)^2}} - \frac{1 + (z_{i+1} - z)/\sqrt{r^2 + (z_{i+1} - z)^2}}{z_{i+1} - z + \sqrt{r^2 + (z_{i+1} - z)^2}} \right]$$

$$+ Q_{15} \left[ \frac{1 + (z_{15} + z)/\sqrt{r^2 + (z_{15} + z)^2}}{z_{15} + z + \sqrt{r^2 + (z_{15} + z)^2}} + \frac{1 + (z_{15} - z)/\sqrt{r^2 + (z_{15} - z)^2}}{z_{15} - z + \sqrt{r^2 + (z_{15} - z)^2}} \right] \text{----- (付 9)}$$

§2・1に必要な  $E_x$  を求めるには、 $r=0$ 、 $z=\delta-x$  を上式に代入すればよい。  
また、 $V_0=1\text{ kV}$  に対する  $Q_i$  を (付6) 式で計算し、棒電極の先端部10 cm の範囲に含まれる  $Q_i$  の総和を求めれば、才4・4表の  $\%$  となる。

付録 B 減光フィルターの特性

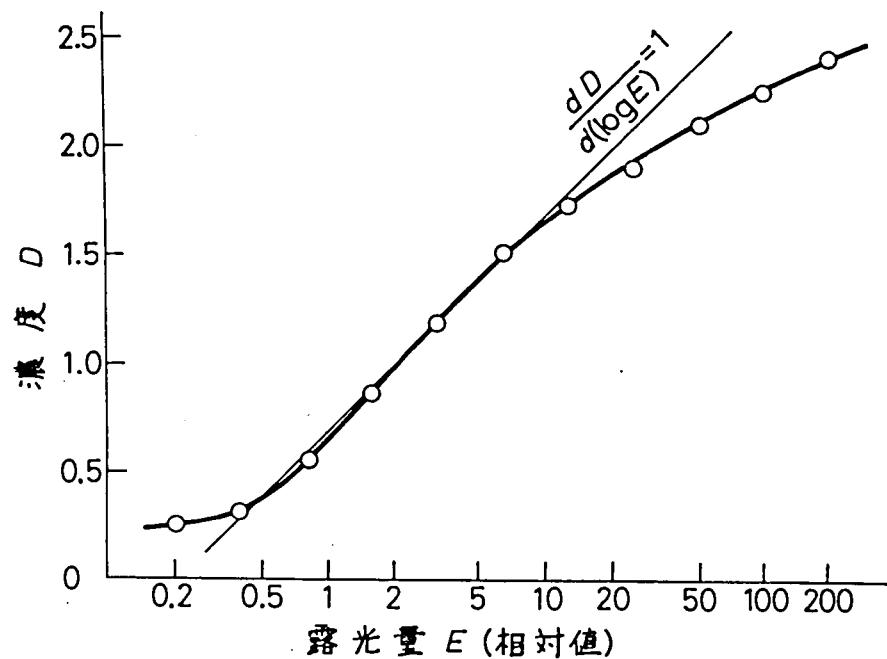
オ5章のアークの写真撮影の際用いた減光フィルターは、メーカー発表のデータによれば、付2図のような透過特性をもっている<sup>(79)</sup>。露光量を  $1/2$ ,  $1/4$ ,  $1/8$  に減じる場合には、ND2, ND4, ND8 フィルターをそれぞれ単独で用いるが、更に減光する必要がある場合には、これらを2枚以上組合せて必要な透過度を得た。例えば  $1/16$  が必要な場合には、ND2とND8 フィルターを重ねて用いるが、本文ではこのような組合せのものも簡単に ND16と表示している。



付2図 NDフィルターの透過特性

# 付録 C 露光量とフィルム濃度

オ5 章ではフィルム上のアーク像の濃度からもとのアークチャンネルの輝度を推定したが、そのためには、写真フィルムに対する露光量と濃度の関係が知られている必要がある。ここでは実験に用いたのと同じフィルム（トライ X）に対して種々の露光を行ない（露光量は 2 倍ずつ変える）、JIS の標準現像処理を行なって標準試料とした。これをマイクロフォトメータで分析した結果を付3図に示す。同図から、露光量が適当な場合には、 $D - \log_{10} E$  特性は、ほぼ勾配 1 の直線で近似できる。



付3図 フィルムの露光量-濃度特性

# 付録 D 記号表

本文で使⽤した記号，略号等の主なものをまとめて示す。

DS	遅発ストリーマ
$f$	レンズの焦点距離
$F$	レンズの明るさ（口径比）
FG	フィラメント状グロー
FO	フラッシュオーバ
FOV	フラッシュオーバ電圧
LS	リーダ先端から発生するストリーマ
OSC	オシロスコープ
PM	光電子増倍管
PS	1次ストリーマ
SS	2次ストリーマ
$D$	拡散係数
$\kappa$	フィルムの濃度
$E$	露光量
$\kappa$	電界強度
$E_a$	アークチャンネルの電位傾度
$E_x$	場所 $x$ における電界強度
$i$	電流波形（オシログラム）
$i_a$	アーク電流
$i_{a0}$	$t=5\mu s$ におけるアーク電流の値
$i_s$	ストリーマの電流のピーク値
$j_a$	アークチャンネル中の電流密度
$l$	1次および2次ストリーマの長さ
$L$	光波形（オシログラム）
$L_t$	全光波形（オシログラム）
$P_a$	アークチャンネルに注⼊される電力
$Q_0$	ストリーマがちょうど平板に届くときの放電電荷量
$q_0$	ストリーマチャンネルの単位長当りの放電電荷量

$q_0$	1 kV 印加時の棒電極の等価電荷量
$q_c$	電流の時間積分による放電電荷量
$q_{cs}$	ストリーマだけの放電電荷量
$q_s$	空間電荷量
$q_{ss}$	ストリーマだけによる空間電荷量
$q_m$	フラッシュオーバ過程における空間電荷量の最大値
$q_{res}$	フラッシュオーバ後、ギャップ中に残る空間電荷量
$R_a$	アーク抵抗
$R_s$	直列抵抗 (電流制限抵抗)
$r_a$	アークチャンネルの半径
$T$	アークチャンネルの温度
$\tau$	フィルムの透過度
$T_c$	さい断時間
$T_e$	アークチャンネル中の電子温度
$T_g$	アークチャンネル中の気体温度
$t$	時間
$V_p$	印加電圧波高値
$V_s$	ストリーマ発生瞬時電圧
$v$	電圧波形 (オシログラム)
$v_p$	1 次ストリーマの伸展速度
$\omega$	プローブ出力波形のピーク値
$v_{probe}$	プローブ出力信号
$V_a$	アーク電圧
$x$	棒電極先端からの距離
$\alpha_e$	実効衝突電離係数
$\Delta$	過電圧率
$\delta$	ギャップ長
$\rho$	棒電極先端の曲率半径
$\sigma$	アークチャンネルの導電率